# Л.П.Лазарев

# ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НАВЕДЕНИЯ летательных аппаратов

Издание четвертое, переработанное и дополненное

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебника для высших технических учебных заведений



Москва «Машиностроение» 1984

1. ББК 36.6.3 • Л17 УДК 629.7: 537.533 (075.8)

#### Рецензент

Кафедра «Оптико-электронные приборы» ЛИТМиО

#### Лазарев Л. П.

Оптико-электронные приборы наведения летательных аппа-Л17 ратов: Учебник для технических вузов. — 4-е изд., перераб. и доп. — М.: Машиностроение, 1984. — 480 с., ил.

В пер.: 1 р. 50 к.

D пер., 1 р. оо к. В учебнике изложены теоретические основы и методы проектирования опти-ко-электронных приборов наведения летательных аппаратов и основных элементов этих приборов: оптических и оптико-электронных систем, анализаторов изображе-ния, следящих координаторов цели, построителей упреждения и др. Приведены струк-турные, кинематические, оптические и электрические схемы и примеры конструкций приборов и их основных элементов. В настоящие издания переаботаны и пополнены все главы: написана вновь

В настоящем издании переработаны и дополнены все главы; написана вновь глава «Оптическое моделирование в тренажерах и исследовательских стендах».

3606030000-53 - 53-84 038 (01)-84

ББҚ 36.6.3 6T5.1

Издательство «Машиностроение», 1984 г. C)

# ПРЕДИСЛОВИЕ

Во второй половине XX века в развитии техники, использующей электромагнитные волны, наступил новый важный этап — массовое применение электромагнитных колебаний оптического диагазона с частотами от 3 · 10<sup>16</sup> до 3 · 10<sup>10</sup> Гц. Использование энергии электроматнитных излучений наиболее высоких частот заметно расширяет возможности многих областей науки и техники. Быстрому развитию оптико-электронных приборов в значительной мере способствует открытие и промышленное освоение лазеров, излучение которых, обладающее высокой монохроматичностью, когерентностью и спектральной интенсивностью лучистой энергии, позволило создавать приборы с существенно улучшенными характеристиками.

В первой части учебника рассмотрены вопросы излучения воздушных целей и внешней среды, а также распространения электромагнитной энергии в атмосфере и космосе. Во второй части изложены основы теории встречи летательных аппаратов, без знания которой невозможно рассматривать материалы третьей части книги: «Основные элементы оптико-электронных приборов самонаведения и наведения летательных аппаратов».

Автор отступил от распространенного в литературе способа освещения вопросов расчета и проектирования машин и приборов путем включения в книгу их подробных описаний. В книге изложены принципы построения структурных схем приборов в целом и приведены отдельные примеры их конструктивных решений. Основное внимание уделено проектированию важнейших элементов приборов. Такой метод позволяет обеспечить большую глубину изложения материала при одинаковом его объеме, исключает ненужные повторения, а также помогает читателю сосредоточить внимание на достаточно однородных по используемым физическим принципам и методам проектирования устройствах. Такой метод изложения особенно эффективен в данном случае, так как основные элементы современных приборов самонаведения и наведения построены на различных физических принципах: оптическом, оптико-электронном, оптико-механическом, лазерном, гироскопическом, электронном, электромеханическом.

В четвертом издании, учитывая пожелания читателей, автор ввел новую главу «Оптическое моделирование в тренажерах и исследовательских стендах», а также переработал и дополнил содержание всех глав о созданных или значительно развившихся в последние годы методах разработки и построения оптико-электронных приборов с учетом развития системотехники и автоматизированного проектирования; лазеров; многоцветных, пироэлектрических и с зарядовой связью приемников лучистой энергии; оптических систем и материалов; анализаторов изображения, электронных элементов. В соответствии с установившейся терминологией вместо прежнего наименования книги «Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов».

Цифровой материал и конкретные примеры приборов и устройств приведены по данным, опубликованным в отечественных и зарубежных литературных источниках.

Автор выражает благодарность заведующему кафедрой «Оптико-электронные приборы» ЛИТМиО д-ру техн. наук, профессору Л. Ф. Порфирьеву за ценные рекомендации и замечания, сделанные при рецензировании рукописи четвертого издания и другим работникам вузов и оптической промышленности за полезные советы и замечания.

Автор просит читателей прислать свои отзывы и критические замечания по адресу: 107076, Москва, Б-76, Стромынский пер., 4, Ордена Трудового Красного Знамени изд-во «Машиностроение»,

# ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

# КАНАЛЫ СВЯЗИ И ВНЕШНЯЯ СРЕДА ПРИБОРОВ НАВЕДЕНИЯ

# Глава 1 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДЕЙСТВИЯ КАНАЛОВ СВЯЗИ

# 1.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ

Наведение и самонаведение летательных аппаратов происходит в атмосфере или космическом пространстве, состояние которых в значительной степени определяет условия работы всех устройств объектов встречи и особенно приборов наведения и самонаведения. Прежде всего рассмотрим свойства атмосферы и космического пространства, характеризующие прохождение электромагнитных колебаний и определяющие условия работы оптико-электронных приборов (ОЭП).

Атмосфера Земли состоит в основном из азота, кислорода и водяных паров, а также небольшого количества аргона, углекислого газа, озона, водорода, неона, гелия, криптона, ксенона, перекиси водорода, аммиака, иода и содержит взвешенные жидкие и твердые частицы размером от сотых долей до нескольких миллиметров. В приземном слое сухой атмосферы содержится (по объему) около 78 % азота, 21 % кислорода, 0,93 % аргона, 0,015...0,09 % (в среднем 0,03 %) углекислого газа и 10<sup>-6</sup>... 10<sup>-5</sup> % озона.

Количество водяных паров в атмосфере зависит от температуры и плотности воздуха и от климатических особенностей местности, над которой расположена рассматриваемая зона атмосферы, и изменяется от тысячных долей процента до 4 ... 5 % (по объему). Абсолютное весовое содержание паров  $H_2O$  в тропосфере и стратосфере характеризуется удельной влажностью, изменяющейся от 0,003 до 1 г/кг. Вблизи больших водных поверхностей, а также при более высоких температурах содержание водяных паров в атмосфере увеличивается. Основная масса водяного пара сосредоточена в нижних слоях тропосферы. Выше 9 км концентрация водяных паров не превышает сотых долей грамма в 1 кг воздуха атмосферы. Наиболее активными поглотителями оптического излучения в атмосфере являются пары воды, углекислый газ и озон.

Жидкие и твердые частицы, взвешенные в атмосфере, расположены главным образом в приземном слое воздуха и представляют собой капельки воды, кристаллики льда, частицы дыма, микроорганизмы, минеральные или органические пылинки. Эти частицы наряду с ионами способствуют образованию облаков, дождя, снега, града, туманов и дымки. Содержание в атмосфере твердых частиц в больщой концентрации приводит к образованию мглы. Негазообразные частицы в атмосфере служат причиной ее замутнения, что ухудшает прохождение электромагнитной энергии, так как при этом ухудшаются условия огибания волной непрозрачных или малопрозрачных частиц.

По современным представлениям атмосфера Земли простирается в виде ионизированной газовой среды до высоты 10 ... 20 тыс. км, где она постепенно переходит в космический газ. Атмосферу делят на следующие основные слои: тропосферу (от греч. тропо§ изменение) — нижний слой до высоты для средних географических широт 11 км, в котором наблюдается значительное понижение температуры с высотой; стратосферу (от лат. stratum — настил, слой) — второй слой до высоты около 40 км, в котором температура незначительно изменяется с высотой; мезосферу (от греч. µєоо§ — средний) — от 40 до 80 км, в которой температура с высотой до 60 км повышается, а затем понижается; термосферу — верхнюю часть атмосферы, имеющую высокие температуры и содержащую в значительном количестве ионы, свободные электроны и ионизированные пояса.

Выделяются дополнительные, более узкие, слои и пояса. Переходный слой между тропосферой и стратосферой толщиной около 2 км называется тропопаузой, или субстратосферой. Термосфера делится на две области: ионосферу на высотах 80 ... 800 км, которая содержит слои ионизированных частиц, слой D на высотах 75 ... ... 85 км, слой E (слой Хевисайда) на высоте около 112 км и слой F, делящийся на два слоя  $F_1$  и  $F_2$  соответственно на высотах 220 и 300 км, а также экзосферу, т. е. сферу рассеяния на высотах более 800 км, из которой частицы могут за счет своей кинетической энергии преодолевать земное притяжение и улетать из атмосферы Земли. Под понятием «космос» подразумевают область высот более 200 ... ... 250 км, где любым теплообменом, кроме лучистого, можно пренебрегать.

Состояние атмосферы, особенно тропосферы, изменяется в зависимости от характера солнечной радиации, бомбардировки космическими частицами, времени года и суток, географической широты, характера подстилающей поверхности Земли, состояния отдельных взаимосвязанных параметров самой атмосферы и тенденций их изменения.

В тропосфере воздух интенсивно перемешивается как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении. Вертикальные восходящие и нисходящие потоки масс атмосферы приводят в тропосфере к конденсации водяных паров, следствием чего является образование дымки, туманов, облаков и осадков в виде дождя, снега, града. Вертикальные потоки воздуха с высотой ослабляются, особенно в тропопаузе, а в стратосфере они довольно редки. Исследования верхней атмосферы с помощью метеорологических ракет показали, что газообразная среда атмосферы перемешивается и на больших высотах.

Основные параметры атмосферы изменяются в определенных пределах с установившимися средними значениями, которые считаются показателями международной стандартной атмосферы (MCA). Параметры MCA соответствуют в первую очередь свойствам тропосферы, играющей в жизни и деятельности человека важную роль, и выражаются следующими числовыми значениями:

— универсальная газовая постоянная воздуха как идеального газа  $R_v = 8314,34 \pm 0,31 \ \text{Дж/(кмоль·K)};$ 

— стандартные давление, массовая плотность и абсолютная температура атмосферы на уровне моря:  $p_0 \doteq 101325 \text{ Па}, \rho_0 = 1,22575 \text{ кг/м}^3; \theta_0 = 288 \text{ K};$ 

— температурный градиент тропосферы по высоте  $\Delta \theta = 0,0065$  К/м;

— абсолютная температура у верхней границы тропосферы, в тропопаузе и в средней зоне стратосферы до 33 ... 35 км считается равной 216,5 К.

Расчетными зависимостями, связывающими основные параметры MCA, являются приближенные формулы (ГОСТ 4401—73):

а) для высот  $H < 11\ 000\ M$ 

$$\begin{aligned} \theta_{\rm H} &= \theta_{\rm o} - 0,0065H; \\ \rho_{\rm H}/\rho_{\rm o} &= (1 - H/44308)^{5,2553} = (\theta_{\rm H}/\theta_{\rm o})^{5,2553}; \\ \Delta_{\rm H} &= \rho_{\rm H}/\rho_{\rm o} = (1 - H/44308)^{4,2553}; \end{aligned}$$

б) для высот *H* > 11 000 м

$$p_H/p_{11} = \rho_H/\rho_{11},$$

где  $\theta_H$ ,  $p_H$ ,  $p_H$  — соответственно термодинамическая температура, давление и плотность атмосферы на высоте H м;  $p_{11}$ ,  $p_{11}$  — давление и плотность атмосферы на высоте  $H = 11\,000$  м;  $\Delta_H$  — коэффициент относительной плотности атмосферы, характеризующий отношение плотности  $p_H$  на высоте H к плотности атмосферы  $p_0$  на уровне моря.

Давление и плотность атмосферы (рис. 1.1) с увеличением высоты очень быстро уменьшается, становясь меньше нормальных (на уровне моря) примерно в сто раз на высоте 35 км, в тысячу раз на высоте 50 км, в миллион раз — на высоте 100 км, в миллиарды раз — на высоте 200 км. Половина всей массы атмосферы сосредоточена в приземном 5,5-километровом слое, четыре пятых — в тропосфере. Выше 15 км находится всего одна десятая часть массы атмосферы. В стратосфере содержится 19,5 % массы атмосферы, в мезосфере — 0,3 % и в термосфере — 0,05 %.

Ветры в различных зонах тропосферы отличаются по направлению и скорости. В стратосфере, мезосфере и ионосфере направление и скорость ветров более стабильны. Скорость ветров западного и восточного направлений значительно выше, что в основном объясняется непостоянством солнечной радиации в атмосфере и на поверхности Земли вследствие ее суточного вращения. В зимний период преобладают западные ветры, имеющие бо́льшую скорость, чем летом. Максимальные значения скорости на высотах около 150 км достигают 80 ... 90 м/с, а на высотах 5 ... 20 км — примерно 40 ...





Рис. 1.2. График скорости западного и вссточного ветров

... 75 м/с. Скорость летних ветров восточного и западного направлений на высотах до 30 км примерно одинакова и характеризуется диапазоном  $v_{\rm B} = \mp 10$  м/с (рис. 1.2).

Для учета влияния движения воздушной среды на летательный аппарат (ЛА) необходимо в любой момент времени встречи знать вектор ветра с достаточно высокой точностью. Такие сведения нельзя иметь заранее ввиду различия ветров в разных слоях атмосферы.

Так как при решении задачи встречи с помощью приборов самонаведения траектория уточняется по фактическому относительному положению цели с учетом влияния ветра, то в теории встречи ЛА в отношении ветра принимают следующую начальную гипотезу. Ветер в зоне встречи за время движения ЛА по траектории встречи стабилен по величине и направлению ( $\bar{v}_{\rm B}$  = const). По этой гипотезе влияние ветра на все ЛА одинаково и поэтому его можно исключить из рассмотрения прицельных схем и траекторий встречи.

При стрельбе неуправляемым снарядом возможность учета влияния ветра в период его полета по траектории встречи исключена. Однако в этом случае дистанции эффективной стрельбы и время полета снаряда по траектории настолько невелики, что ошибки от принятой выше гипотезы о ветре вполне допустимы по сравнению с другими ошибками метода. В случае встречи ЛА на больших высотах, где ветер существенно стабильнее, гипотеза о ветре соблюдается с весьма высокой точностью.

Стратосфера имеет нижнюю границу над полярными и средними широтами в среднем на высоте 8... 12 км, а над тропическими и экваториальными широтами — около 15... 18 км. Высота этой границы повышается летом и понижается зимой со средним отклонением 1,5... 2 км. Важной составляющей воздуха в стратосфере и мезосфере является озон О<sub>3</sub>, представляющий собой аллотропическое трехатомное видоизменение кислорода в малых концентрациях голубоватого цвета с резким характерным запахом свежести. Озон может иметь также молекулы с 4 ... 8 атомами кислорода. При конструировании приборов важно учитывать, что озон, являясь сильным окислителем, легко окисляет ртуть, переводит сернистые металлы в сернокислые соли и образует во взаимодействии с металлами перекиси. Озон интенсивно поглощает ультрафиолетовые излучения. Солнечные лучи с длиной волны до 300 нм практически не проходят через атмосферный озон. Наряду с этим озон избирательно поглощает примерно до одной пятой длинноволновых инфракрасных излучений, проходящих через атмосферу.

Концентрация озона в нижних слоях атмосферы мала, на высотах 20... 25 км она растет до максимума и затем постепенно уменьшается к высотам 70... 75 км, выше которых озон практически отсутствует. Общее количество озона в атмосфере характеризуется трехмиллиметровой толщиной слоя, условно приведенного к нормальному атмосферному давлению 101 325 Па и температуре 288 К. Толщина этого слоя озона в экваториальной зоне достигает примерно 2 мм и увеличивается к полярным областям до 3... 4 мм. Озон существенно влияет на тепловой режим стратосферы и мезосферы, так как при поглощении им солнечного излучения выделяется тепло. С этим явлением связаны высокие температуры в средней зоне мезосферы, где солнечная радиация, попадая в значительном количестве в верхние слои озона, поглощается весьма интенсивно.

В стратосфере и более высоких слоях атмосферы почти нет водяного пара и облаков, способных давать осадки. На высоте 20 ... 25 км в зоне максимальной концентрации озона и низких температур (216,5 K) временами наблюдаются состоящие из кристалликов льда или капелек переохлажденной воды тонкие перламутровые облака.

В 1885 г. русский астроном В. К. Цесарский открыл на высоте около 80 км в зоне наиболее низких температур атмосферы (~200 К) прозрачные яркие серебристые облака. Они могут наблюдаться с земли ввиду их разреженности только в темное время суток, когда яркость неба уменьшается в тысячи раз, а они остаются освещенными прямыми солнечными лучами. Чаще всего на средних широтах 40 ... 60° северного полушария они наблюдаются в летний период. Предполагают, что эти облака появляются в результате конденсации малого количества пара в верхних слоях мезосферы, где этому способствуют наиболее низкие температуры, а также пылинки, попадающие в верхние слои атмосферы от метеорных потоков и мощных наземных вулканических извержений.

Серебристые облака перемещаются со скоростью до нескольких десятков метров в секунду. Появившись при низкой температуре, они интенсивно поглощают солнечную радиацию. Это сопровождается выделением тепла и приводит к превращению облаков в пар. Процесс образования и исчезновения серебристых облаков в зоне наинизших температур атмосферы, возможно, способствует установлению приблизительной стабилизации ее теплового режима. Стабилизируется температура и в нижних слоях стратосферы, где перестает непосредственно сказываться тепловое излучение земной поверхности, а температура определяется из условия равновесия энергии, поглощаемой и излучаемой содержащимися в атмосфере водяным паром, озоном и углекислым газом, и энергии притока тепла, обусловленного турбулентностью слоев, близких к тропосфере.

В результате исследований последних лет получены важнейшие данные о составе и строении атмосферы. Установлено, что воздух

Таблица 1.1

в стратосфере, мезосфере и в ионосфере состоит в основном из тех же газов, которые содержатся в тропосфере. Однако в ионосфере становится заметным некоторое расслоение газов под действием гравитационных сил Земли. Доля наиболее тяжелого газа — аргона начинает с высотой уменьшаться по сравнению с долями более легких — кислорода и азота. В дневное время на высотах от 225 до 1000 км в ионосфере преобладают

Высо- та, км	По дан- ным ра- кетного комитета США	По дан- ным Ф. Джон- сона	По дан- ным Р. Горо- вица и Н. Ла Гоу
130	390	423	428
150	503	737	880
170	618	925	1050
190	734	1043	1070
210	849	1074	1070
220	905	1082	1070

ионы атомарного кислорода. Обнаружены также молекулярные ионы азота, окиси азота, кислорода и ионы атомарного азота.

Количество молекулярных ионов быстро уменьшается с увеличением высоты, и выше 500 км ионосфера содержит практически только ионы атомарных газов.

В связи с полетами искусственных спутников Земли (ИСЗ) и других орбитальных космических аппаратов необходимо тщательно изучить зону ионосферы с высотами в сотни километров.

Наблюдения за законами торможения ИСЗ, в частности первых советских ИСЗ, показали, что их аэродинамическое торможение реально существует и неравномерно вследствие неоднородности плотности атмосферы в освещенной солнечными лучами зоне и в теневой. Эго различие в плотности определяется тем, что в освещенной Солнцем зоне температура атмосферы в ионосфере на десятки процентов выше, чем в теневой. Некоторые представления о температуре их в важной для полета ИСЗ зоне ионосферы дает табл. 1.1.

При полете ИСЗ с первой космической скоростью 8 км/с, аэродинамическое сопротивление даже сильно разреженной атмосферы так велико, что орбитальный ЛА на высотах менее 150 ... 180 км тормозится весьма интенсивно и быстро снижается в плотные слои атмосферы. В связи с этим для длительных орбитальных полетов нужно выбирать удаление перигея от поверхности Земли не менее 200 км. Траектория ИСЗ должна проходить через зоны ионосферы с высокими температурами (более 800 ... 1000 К). Однако в смысле нагревания оболочки ИСЗ за счет теплопередачи высокие температуры ионосферы не опасны, так как количество тепла, содержащееся в сильно разреженной среде ионосферы, чрезвычайно мало.

Атомарный кислород ионосферы обладает высокой химической активностью и интенсивно соединяется в молекулы с металлом на поверхности обшивки ИСЗ. При образовании каждой молекулы выделяется значительное количество тепла, но из-за малого числа атомов кислорода в разреженной ионосфере общий нагрев поверхности ЛА незначителен. В этих условиях температура корпуса ЛА определяется мощностью и длительностью воздействия солнечного излучения, поглощательной и излучательной способностями поверхности его обшивки, а также теплопередачей от внутренних источников (двигатели, тепла аппаратура, тела космонавтов и др.).

В ионосфере на высотах более 300 ... 500 км расположены пояса радиации, содержащие двигающиеся с высокими скоростями протоны и электроны, которые при встрече с поверхностью обшивки ЛА «гибнут», а их высокая энергия превращается в проникающее внутрь аппарата рентгеновское излучение, вредное для живых организмов. Так как защита космонавтов от рентгеновского излучения очень сложна, то целесообразно для обитаемых ИСЗ выбирать в основном орбиты с высотой апогея не более 300 км. Таким образом, из условий аэродинамического торможения ИСЗ и обеспечения безопасности космонавтов от рентгеновского излучения в поясах радиации обитаемые спутники должны летать на высотах от 200 до 300 км.

В ионосферу из космоса проникают метеорные частицы, имеющие скорость 35 ... 70 км/с. Космическая твердая частица с размерами в несколько миллиметров обладает кинетической энергией, достаточной для пробивания общивки ЛА и нарушения герметичности его кабины. Вероятность такого события крайне мала, так как в зону высот 200 ... 300 км проникают в основном частицы со значительно меньшими размерами. По расчетам на 1 м<sup>2</sup> обшивки ИСЗ одна твердая космическая частица с диаметром до микрона падает за 2 ... ... З мин полета. Более крупные частицы проникают в рассматриваемую зону ионосферы чрезвычайно редко. Так, например, даже сравнительно малая частица с размерами в десятые доли миллиметра по расчетам может встретиться с ИСЗ один раз в 300 лет. Вероятность пробивания обшивки ЛА твердыми космическими частицами больших размеров на высотах зоны полета обитаемых ИСЗ практически чрезвычайно мала. В плотные слои атмосферы, где летают самолеты, авиационные и зенитные ракеты, метеорные частицы практически не проникают, так как при скоростях порядка десятков километров в секунду они сгорают, как правило, на высотах более 100 км.

Электромагнитные колебания всех длин волн, включая оптический диапазон, могут распространяться на всех высотах в атмосфере и в космосе. Звуковые колебания могут распространяться в атмосфере только до высоты 120 км. На больших высотах в разряженной газовой среде механические колебания с частотой, воспринимаемой ухом человека, не передаются от одной молекулы атмосферы к другой, так как расстояние между молекулами превышает длину волны таких колебаний.

# 1.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В КАНАЛА́Х СВЯЗИ Приборов наведения

Взаимное положение быстродвижущихся ЛА в атмосфере и космическом пространстве можно определить только с помощью электромагнитных излучений, которые представляют собой процесс совмещенной передачи изменений электрических и магнитных полей. Направление распространения электромагнитных излучений со скоростью c в вакууме или со скоростью v в среде перпендикулярно плоскости, в которой лежат обычно взаимно перпендикулярные векторы E и H напряженностей электрического и магнитного полей электромагнитных волн. Скорость распространения электромагнитных излучений в вакууме не зависит от длины волны  $\lambda$  и определяется как

$$c = (\mu_0 \varepsilon_0)^{-1/2},$$

где  $\mu_0$  и  $\epsilon_0$  — абсолютная магнитная проницаемость вакуума, или магнитная постоянная, и абсолютная диэлектрическая проницаемость, или электрическая постоянная вакуума.

Скорость распространения электромагнитных волн в вакууме выражается числом  $c = 2,997925 \cdot 10^8$  м/с. В технических задачах обычно принимают приближенное значение  $c = 3,0 \cdot 10^8$  м/с.

Скорость распространения электромагнитных излучений в реальной среде определяется формулой: v = c/n, где n — абсолютный показатель преломления реальной среды, т. е. показатель преломления среды относительно вакуума.

Так как для реальной среды абсолютная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_a$  и абсолютная магнитная проницаемость  $\mu_a$  отличны от  $\varepsilon_0$  и  $\mu_0$ , то

$$v = (\mu_a \varepsilon_a)^{-1/2}.$$

Тогда абсолютный показатель преломления среды

$$n = \sqrt{\mu_a \varepsilon_a / \mu_0 \varepsilon_0} = \sqrt{\varepsilon \mu}.$$

Величины  $\varepsilon_a/\varepsilon_0 = \varepsilon$ ;  $\mu_a/\mu_0 = \mu$  называют соответственно относительной диэлектрической проницаемостью и относительной магнитной проницаемостью реальной среды.

Мощность лучистой энергии, переносимой электромагнитными волнами, характеризуется вектором Умова—Пойнтинга S, представляющими собой мощность электромагнитного излучения на единицу площади поперечного сечения канала связи. Поток лучистой энергии, переносимой электромагнитными волнами в однородной изотропной среде, к которой можно приравнять идеально чистую сухую атмосферу, выражается следующим уравнением:

$$\mathbf{S} ds = -d\epsilon_a/dt - (\epsilon_a \mathbf{E} d\mathbf{E}/dt + \mu_a \mathbf{H} d\mathbf{H}/dt) dv$$
,

где ds — элементарная площадка в поперечном сечении канала связи;  $d\varepsilon_a$  — электромагнитная энергия, содержащаяся в элементарном



Рис. 1.3. Расположение векторов Е, Н электромагнитной волны в диэлектрической среде

объеме диэлектрической среды канала связи; **H** и **E** — векторы напряженностей магнитного и электрического полей электромагнитных волн канала связи (рис. 1.3); *t* — время.

Для однородной и изотропной среды, когда плотность электрического тока  $\delta$  пропорциональна напряженности электрического поля в той же точке, т. е.  $\delta = \sigma E$ , где  $\sigma$  — удельная электрическая проводимость, первое и второе уравнения Максвелла в векторной рационализированной форме записываются в следующем виде:

$$\sigma \mathbf{E} + \varepsilon_{\mathbf{a}} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \operatorname{rot} \mathbf{H} \ \mathbf{H} - \mu_{\mathbf{a}} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \operatorname{rot} \mathbf{E}.$$

Второе уравнение Максвелла показывает, что изменение магнитного поля вызывает появление электрического поля, а первое уравнение Максвелла подтверждает, что при протекании электрического тока возникает магнитное поле. Следовательно, эти уравнения характеризуют неразрывность электрических и магнитных явлений в электромагнитной волновой энергии. Тогда можно записать

$$\mathbf{S} ds = (\mathbf{H} \operatorname{div} \mathbf{E} - \mathbf{E} \operatorname{div} \mathbf{H}) dv,$$

где div **E** и div **H** — дивергенция, т. е. интенсивность напряженностей электрического и магнитного полей.

Так как для любых векторов справедливо равенство

**H** div **E** – **E** div **H** = div **E** 
$$\times$$
 **H**,

то

$$\mathbf{S} ds = \operatorname{div} \mathbf{E} \times \mathbf{H} dv.$$

Интегрируя это уравнение, запишем

$$\oint \mathbf{S} \, ds = \int \operatorname{div} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \, dv.$$

Заменяя согласно теореме Гаусса интеграл по объему интегралом по площади, получим выражение

$$\oint \mathbf{S}\,ds = \oint \left(\mathbf{E} \times \mathbf{H}\right) ds,$$

которое справедливо для любой площади, если вектор Умова—Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}.$$

При определении мощности лучистой энергии электромагнитного канала связи необходимо брать только действительную часть величин векторов **E** и **H**.

Вектор напряженности электрического поля может изменяться, например, по закону

$$\mathbf{E}_{y} = \mathbf{E}_{0y} \cos \left[ \omega \left( t - x/v \right) \right],$$

где  $\mathbf{E}_{oy}$  — максимальная амплитуда вектора напряженности электрического поля вдоль оси y (см. рис. 1.3);  $\omega = 2\pi v$  — угловая частота электромагнитных колебаний частоты v; x — координата колеблющейся точки вдоль направления распространения колебаний по оси x.

Тогда, найдя из первого уравнения Максвелла вектор Умова— Пойнтинга S, получим

$$\mathbf{S} = \mathbf{u}_x \mathbf{V} \,\overline{\mathbf{\varepsilon}_{\mathrm{a}}/\mu} \mathbf{E}_{0y}^2,$$

где **и**<sub>x</sub> — единичный вектор вдоль оси *х* распространения лучистой энергии.

Из последнего уравнения очевидно, что мощность лучистой энергии, передаваемой вдоль оси x по каналу связи, пропорциональна квадрату амплитуды вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}_{0y}$ . Аналогично доказывается, что эта мощность также пропорциональна квадрату амплитуды вектора напряженности магнитного поля **H**.

\$

Вообще связь между телами в атмосфере и космическом пространстве можно осуществить с помощью электромагнитных излучений любой длины волны. Но состояние развития современной техники передачи и приема электромагнитных излучений различных диапазонов длин волн при решении задач наведения вносит определенные ограничения в их проектическое применение.

Диапазон длин волн электромагнитных излучений для применения в системах наведения обычно выбирают методом сравнения исходя в первую очередь из следующих характеристик:

1) дальность действия в наиболее вероятных условиях применения;

2) точность измерения угловых координат цели, определяющая в основном точность решения задачи наведения и самонаведения. Эта точность непосредственно зависит от величины минимальной разрешающей способности принимающего прибора, которая в общем случае прямо пропорциональна длине волны применяемых электромагнитных излучений и обратно пропорциональна диаметру его эффективного входного отверстия. Минимальное разрешаемое приемным устройством линейное расстояние  $\Delta_p$ , перпендикулярное направлению канала связи, равно линейной ширине луча у цели и определяется зависимостью

$$\Delta l_{\rm p} = \lambda \, \frac{L}{D} \, k_{\rm gupp},$$

где  $\lambda$  — длина волны электромагнитных излучений; D — диаметр эффективного входного отверстия принимающего устройства (объектива или антенны); L — дальность цели;  $k_{\text{пифр}}$  — коэффициент, учитывающий дифракцию.

Минимальное угловое разрешаемое расстояние выражается формулой

$$\Delta \varepsilon_{\rm p} = (\lambda/d) k_{\rm gump};$$

3) помехоустойчивость при пассивных (от фона) и активных (искусственных) помехах;

- 4) скрытность действия;
- 5) круглосуточность и круглогодичность действия;
- 6) всепогодность действия;
- 7) географическая независимость действия;
- 8) ограниченность района действия;
- 9) безопасность экипажа пилотируемого ЛА;
- 10) габариты и масса прибора;
- 11) технологические и экономические показатели прибора.

Исходя из сформулированных выше основных характеристик рассмотрим диапазоны длин волн шкалы электромагнитных колебаний (табл. 1.2).

Таблица 1.2

	Диапазон дл	ин волн, м
Вид излучения	теоретический	практически освоенный
Низкочастотные волны Радиоволны Инфракрасные лучи Световые лучи Ультрафиолетовые лучи Рентгеновские лучи Гамма-лучи Космические лучи	Выше $3 \cdot 10^4$ $3 \cdot 10^4 \dots 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-4} \dots 7, 6 \cdot 10^{-7}$ $7, 6 \cdot 10^{-7} \dots 4 \cdot 10^{-7}$ $4 \cdot 10^{-7} \dots 1, 35 \cdot 10^{-8}$ $1, 02 \cdot 10^{-7} \dots 0, 6 \cdot 10^{-9}$ $(1, 4 \dots 0, 005) \cdot 10^{-10}$ $(0, 0006 \dots 0, 0002) \cdot 10^{-10}$	3.10 <sup>4</sup> (31).10 <sup>-2</sup> (3015).10 <sup>-6</sup> 7,6.10 <sup>-7</sup> 7,6.10 <sup>-7</sup> 4.10 <sup>-7</sup> Длинноволновая часть В стадии освоения В стадии освоения В стадии изучения

#### Диапазоны электромагнитных излучений

Рассмотрим кратко физический принцип действия излучателей различных электромагнитных волн и приведем примеры типовых искусственных излучателей основных диапазонов. Радиоволны и низкочастотные колебания возбуждаются с помощью искусственных излучателей, называемых вибраторами. Низкочастотные волны инфранизкой, низкой, промышленной и звуковой частот возбуждаются, как правило, с помощью таких механических или электромеханических вибраторов, как генератор переменного тока, камертон.

Радиоволны излучаются с помощью антенн, представляющих собой разомкнутые контуры с высоким сопротивлением излучения, размеры которых обычно больше длины излучаемой волны.

Инфракрасная энергия излучается при колебаниях атомов, групп атомов и молекул, а также при изменении вращения молекул газообразных, жидких и твердых веществ. В качестве источника инфракрасного излучения наиболее часто применяются: идеальный излучатель (черное тело) или электрические лампы накаливания, электрические газоразрядные лампы, штифтовые излучатели из редкоземельных элементов, колпачковая горелка Ауэра, лазеры.

Световые (видимые) электромагнитные волны излучаются молекулами и атомами вещества при изменении энергетического состояния электронов во внешней оболочке атома, а также при изменении колебательного и вращательного движения молекул, как правило, газообразных и твердых веществ. Наиболее распространенными искусственными источниками видимого оптического излучения являются электрические лампы накаливания. В последние годы большое значение в качестве источников лучистой энергии приобрели лазеры светового диапазона и плазменные источники света.

Ультрафиолетовые лучи испускаются отдельными возбужденными атомами и молекулами при переходе в невозбужденное состояние с изменением состояния электронов на внешних оболочках, а также составляют часть теплового излучения веществ, нагретых до высокой температуры. В качестве искусственных источников ультрафиолетового излучения наиболее часто применяются ртутные, ртутнокварцевые, криптоновые, аргоновые и ксеноновые газосветные лампы, длина волны максимума излучения которых зависит от состава газа и величины его давления.

Рентгеновские лучи возникают в процессе изменения энергетического состояния потока электронов в результате превращения кинетической энергии быстролетящих электронов со скоростью 10<sup>4</sup> ... 10<sup>5</sup> км/с в энергию электромагнитного излучения при резком торможении электронов. Искусственными источниками рентгеновских лучей являются вакуумные рентгеновские трубки, в которых под влиянием высокой разности потенциалов порядка десятков киловольт из катода положительными ионами выбиваются электроны, ускоряющиеся электрическим полем в направлении анода. При ударе электронов об анод происходит резкое торможение, сопровождающееся выделением рентгеновских лучей.

Гамма-лучи возникают в результате распада радиоактивных элементов в виде излучения, испускаемого атомными ядрами, а также в виде внеядерного излучения, например, вследствие торможения электронов в веществе или ускорения электронов до больших энергий с помощью ускорителей.

Космические лучи возникают в космическом пространстве. Первичные космические лучи состоят из заряженных частиц — ядер атомов различных химических элементов, главным образом водорода. Они обладают способностью выбивать из ядер атомов всех веществ как протоны, мезоны, так и более тяжелые частицы (альфа-частицы, дейтроны и др.). В результате в атмосфере возникает вторичное космическое излучение. Все космические лучи поглощаются в атмосфере (лишь очень небольшая их часть поглощается верхним слоем земной коры).

Волны длиной более 0,03 м непригодны для приборов наведения, так как из-за низкой разрешающей способности они не обеспечивают удовлетворительной точности измерения угловых координат цели, поэтому наиболее подходящие для рассматриваемой задачи диапазоны электромагнитных излучений можно выбрать из коротковолновой части шкалы с  $\lambda < 0,03$  м.

Самые короткие волны с  $\lambda < 2 \cdot 10^{-7}$  м в приборах наведения ЛА ввиду малой дальности действия в атмосфере искусственных излучателей ультрафиолетовых, рентгеновских и гамма-лучей еще технически не освоены. Космические лучи пока находятся в стадии изучения.

Приемо-передающая радиоаппаратура для ЛА на самых коротких радиоволнах ввиду необходимости чрезвычайно больших мощностей и габаритов отсутствует. Инфракрасные лучи с длинами волн более 15 мкм сильно поглощаются атмосферой и пока не освоены ввиду несовершенства приемников, рассчитанных на эту область электромагнитных колебаний. Следовательно, по пунктам методики выбора рабочего диапазона электромагнитных колебаний для приборов наведения надо проанализировать:

— радиоволны миллиметрового и сантиметрового диапазона с длиной волны 3...0,1 см;

инфракрасные лучи диапазона длин волн 15 ... 0,76 мкм;
 видимые лучи диапазона длин волн 0,76 ... 0,4 мкм.

# 1.3. РАДИОВОЛНЫ САНТИМЕТРОВОГО И МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ

Радиоволны этих диапазонов распространяются в атмосфере прямолинейно по линии, непосредственно соединяющей передатчик и приемник. Для системы наведения ЛА класса «воздух—воздух» это обстоятельство создает определенные удобства, так как средой между снарядом и целью в данном случае является атмосфера, не содержащая преград в виде крупных твердых тел, совершенно непрозрачных для радиоволн.

5

Эффективная дальность действия радиолокационной станции зависит от ее основных технических параметров, от отражательных свойств цели, а также от потерь электромагнитной энергии в атмосфере на пути до цели и обратно. При работе радиолокационной станции с учетом потерь энергии на прохождение в атмосфере ее максимальная дальность действия определяется уравнением

$$L_{\rm max} = (\tau_{\rm p} P_{{\rm H}3\pi} S_{\rm a}^2 S_{{\rm g}, {\rm g}} k_{\rm a}^2 / 4\pi^3 P_{\rm min} \lambda^2)^{1/4},$$

где  $P_{\rm ивл}$  — мощность электромагнитной энергии, излучаемой передатчиком радиолокационной станции (РЛС) в импульсе;  $P_{\rm min}$  — минимальная, определяемая собственными шумами входных цепей приемника РЛС, входная мощность, необходимая для надежного приема отраженных целью сигналов;  $\lambda$  —рабочая длина волны РЛС;  $\tau_{\rm p}$  — коэффициент затухания радиоволн в атмосфере;  $k_{\rm a}$  — коэффициент пропорциональности, характеризующий технические свойства антенны;  $S_{\rm a}$  — эффективная площадь антенны РЛС;  $S_{\rm r.9}$  — эффективная отражающая площадь цели.

Эффективная отражающая поверхность шарообразного ИСЗ с радиусом *r* выражается формулой  $S_{\mu, \vartheta} = 4\pi r^2$ , а плоского металлического листа с площадью  $S_{\pi}$  — формулой  $S_{\mu, \vartheta} = 4\pi S_{\pi}^2/\lambda^2$ .

Экспериментальное определение величин  $E_{\mu}$  и  $E_{a}$  для реальных воздушных целей — самолетов, ракет и космических ЛА — и расчет на базе этих величин эффективной отражающей поверхности по-казали, что в сантиметровом и миллиметровом диапазонах радио-

волн их эффективная отражающая поверхность практически не зависит от длины волны. Наряду с этим  $S_{\mu, 2}$  летательных аппаратов изменяется в зависимости от их ракурса. На практике эту зависимость учитывают, принимая при расчетах дальности действия РЛС для типовых ЛА их эффективную отражающую поверхность: для самолета-истребителя  $S_{\mu, 2} = 5 \dots 15 \text{ м}^2$ , для самолета-бомбардировщика  $S_{\mu, 2} = 40 \dots 150 \text{ м}^2$ .

Для увеличения максимальной дальности действия РЛС в 2 раза необходимо повысить полную излучаемую мощность в 16 раз или увеличить эффективную площадь антенны в 4 раза. Таким образом, повышение максимальной дальности действия РЛС вызывает резкое увеличение мощности и габаритов станции и ее источников питания. В условиях бортовой аппаратуры ЛА это крайне нежелательно.

Дальность действия РЛС зависит также от метода модуляции сигналов в аппаратуре станции. Как принято считать, наибольший интерес представляют метод непрерывного излучения с частотной модуляцией, который обеспечивает наивысшую точность измерения малых дальностей, но требует значительного усложнения аппаратуры особенно при определении расстояний до нескольких целей (введение параллельных и последовательных анализаторов и др.), а также метод импульсного излучения, самый простой в реализации даже при одновременном измерении дальности до нескольких целей и поэтому наиболее распространенный на практике.

Основными недостатками метода импульсной модуляции излучения являются: необходимость работы на максимальных мощностях, близких к предельно допустимым по условиям пробоя деталей; необходимость применения громоздких модуляторов; неоднозначность определения скорости сближения с целью и необходимость в дополнительной аппаратуре, создающей специальные колебания для образования биений с принимаемым сигналом; большая «мертвая зона» на малых дальностях; малая точность измерения дальности, особенно относительная точность на малых дальностях. Точность измерения дальности импульсным методом определяется точностью измерения интервала времени  $\Delta t$  между соответствующими фазами зондирующего импульса РЛС и принятого отраженного сигнала. Например, для обеспечения измерения дальности с ошибкой  $\Delta L \ll 30$  м нужно измерять величину  $\Delta$  с точностью 0,2 мкс  $(\Delta t = 2\Delta L/c = 2 \cdot 10^{-7}$  с), что соответствует практическому пределу измерения  $\Delta t$  в современных РЛС сантиметрового диапазона.

«Мертвая зона» при измерении дальности РЛС характеризуется минимальной дальностью  $L_{\min}$ , измерение которой обеспечивает станция. Величина  $L_{\min}$  определяется длительностью импульса  $\tau_{\rm H}$ , модулированного передающей аппаратурой станции, и временем  $t_{\rm B}$  восстановления чувствительности приемника РЛС после воздействия на него мощного выходного импульса передатчика. Например, бортовая радиолокационная станция с типовыми значениями  $\tau_{\rm H} = 0,5$  мкс и  $t_{\rm B} = 2$  мкс обеспечивает измерение дальности только с минимального значения  $L_{\rm min} = (\tau_{\rm H} + t_{\rm B}) \frac{c}{2} = 375$  м.

Как показано в теории встречи (см. гл. 4), для решения задачи упреждения цели при воздушной стрельбе такая минимальная дальность и точность ее определения порядка 8% неприемлемы. Кроме того, при воздушной стрельбе требуется режим автоматического сопровождения цели по дальности. В этом режиме разрешающая способность РЛС, определяющая возможность различения двух близко расположенных по дальности целей, ниже, чем у станции без автосопровождения. Для повышения разрещающей способности РЛС автосопровождения нужно уменьшить длительность стробирующих импульсов. Но это может привести к потере цели, если не повысить точность сопровождения путем повышения чувствительности системы за счет усложнения аппаратуры с одновременным снижением помехозащищенности и надежности.

Все приведенные выше данные о максимальной и минимальной дальности действия РЛС даны без учета потерь электромагнитной энергии на прохождение в реальной атмосфере и влияния естественных и искусственных помех, поэтому эффективные максимальная дальность, «мертвая зона» и ошибки измерения расстояний РЛС в реальных условиях безусловно выше теоретических.

Прохождение радиоволн с длиной волны  $\lambda = 0, 1 \dots 3$  см в значительно большей степени зависит от состояния атмосферы, чем при применении длинноволновых радиоизлучений. Это объясняется тем, что поглощение, рассеяние, преломление и отражение энергии радиоволн в атмосфере зависят от температуры, давления и содержания, в первую очередь, кислорода, водяных паров, осадков и инородных частиц, влияющих на поглощение и показатели преломления отдельных областей воздушной среды, а также от длины волны электромагнитного излучения.

Поглощением энергии, содержащейся в радиоволнах, при прохождении в среде называется ее ослабление вследствие необратимого превращения ее в какую-либо другую форму энергии, например, в тепловую, механическую или химическую. Степень поглощения энергии радиоволн зависит от свойств среды и длины волн. Молекулярное поглощение энергии радиоволн в атмосфере пренебрежимо мало при  $\lambda > 9 \dots 10$  см, но приобретает практическое значение в рассматриваемом диапазоне с длиной волны менее 3 см.

Молекулярное поглощение энергии микрорадиоволн вызывается кислородом, который обладает магнитным взаимодействием с радиоволнами и молекулы которого парамагнитны, и водяными парами, молекулы которых имеют электрическую полярность. При соприкосновении молекул кислорода с радиоволнами в силу стремления каждого парамагнитного элемента взаимодействовать с магнитным полем и располагаться вдоль силовых линий магнитного поля расходуется энергия радиоволн, преобразуясь в другие виды энергии, в основном в тепловую. Аналогичное влияние происходит и при взаимодействии молекул водяного пара с электромагнитным полем радиоволн с той лишь разницей, что здесь проявляется электрическая полярность молекул водорода. Рис. 1.4. Кривые атмосферного ослабления энергии радиоволн в кислороде и неконденсированных парах воды на уровне моря при 20 °С и 1 %-ном содержании молекул воды

Так магнитная BOCкак приимчивость OT зависит агрегатного состояния вещества и согласно закону Кюри обратно пропорциональна абсолютной температуре, то потери энергии радиоволн в атмосфере в значительной степени зависят от свойств воздуха на участке их прохождения.



Для кислорода и водяных паров существуют такие полосы длин радиоволн, в которых поглощение сильно увеличивается из-за молекулярного резонанса. В этом отношении характерны полосы вблизи длин волн для кислорода 0,5 и 0,25 см и для водяных паров 1,35 и 0,17 см. При распространении радиоволн на большие расстояния ослабление их энергии может оказаться существенным даже и при относительно небольшом эффекте молекулярного поглощения в зонах, удаленных от полос длин волн молекулярного резонанса.

Теоретические графики (рис. 1.4) дают представление о молекулярном поглощении энергии радиоволн только для одних частных условий состояния атмосферы. При изменении основных параметров атмосферы — плотности, давления, температуры и специфических местных условий — кривые изменяются. Но для сравнительного анализа поглощения различных по частоте электромагнитных колебаний в целях выбора наиболее подходящего диапазона длин волн для применения в системах наведения и самонаведения летательных аппаратов можно ограничиться данными рис. 1.4.

Рассеянием электромагнитной энергии называются потери ее при отражении на границе сред вследствие шероховатостей, создающих отступления от идеальной зеркальной поверхности. В атмосфере потери на рассеяние электромагнитных излучений могут наблюдаться в любом случае, где имеются границы различных неоднородностей среды с разными показателями преломления: местные отклонения в показателе преломления атмосферы, наличие капелек дождя, тумана и облаков, снежинок, града, а также инородных твердых частиц минерального или органического происхождения. Потери энергии электромагнитных излучений из-за рассеяния зависят от длины волны данного излучения, а также от размеров, формы и показателей преломления неоднородностей и их распределения в атмосфере.

Наиболее существенны потери энергии радиоволн рассматриваемого диапазона 0,1...3 см вследствие суммарного ослабления в конденсированной воде и других осадках за счет поглощения, сопровождающегося необратимым превращением в теплоту, и рас-



Рис. 1.5. Кривые ослабления энергии сантиметровых радиоволн в дожде и тумане

сеяния, вызывающего отклонение части энергии радиоволн от основного направления их распространения.

В тумане с мелкими капельками потери энергии радиоволн являются в основном следствием молекулярного поглощения и обычно пропорциональны толщине эквивалентного слоя влаги, содержащейся в атмосфере на пути распространения излучения между летательными аппаратами.

Ослабление энергии радиоволн рассматриваемого диапазона в дожде зависит от длины волны и размера капель и является следствием рассеяния и поглощения. Чем крупнее капли дождя, тем большая доля потерь приходится на поглощение.

На рис. 1.5 приведены графические зависимости ослабления энергии сантиметровых радиоволн в дожде и тумане, рассчитанные для следующих условий. Сплошные линии A, B, C и D относятся соответственно к моросящему дождю с выпадением осадков 0,25 мм/ч, слабому дождю — 1 мм/ч, умеренному дождю — 4,0 мм/ч, проливному дождю — 16,0 мм/ч. Пунктирные линии E, F, G относятся к туману соответственно следующей видимости и плотности: 600 м и 0,32 г/м<sup>3</sup>; 120 м и 0,32 г/м<sup>3</sup>; 30 м и 2,3 г/м<sup>3</sup>.

Из рассмотрения этих графиков следует, что для длин волн  $\lambda$  << 3 см ослабление энергии радиоволн при прохождении через дождь и туман существенно и должно учитываться при назначении мощности излучателя. Для радиоволн с длиной волны λ = 1 см потери энергии на ослабление даже в слабом дожде и в среднем тумане достигают 0,15 дБ/км и увеличиваются при  $\lambda = 0,3$  см до 1 дБ/км. Эти потери примерно одинаковы с ослаблением в неконденсированных парах воды (см. рис. 1.4), кроме узкой полосы длин волн с  $\lambda = 0, 16 \dots$ ... 0,18 см, где ослабление в неконденсированных водяных парах резко возрастает до 10 ... 30 Дб/км. Ослабление энергии радиоволн от молекулярного поглощения в граде и снеге значительно меньше, чем в жидких каплях с таким же содержанием воды (по массе). Рассеяние энергии радиоволн на частицы града и снега в миллиметровом диапазоне длин волн становится соизмеримым с рассеянием на эквивалентных по размерам дождевых каплях, а в сантиметровом диапазоне оно сравнительно мало.

Итак, рассмотрев ослабление энергии радиоволн при прохождении в атмосфере, можно сделать следующие выводы.

Ослабление в атмосфере энергии сантиметровых волн при длине волны  $\lambda > 2 \dots 3$  см не является существенным препятствием для их применения в системах самонаведения и взаимного наведения летательных аппаратов. Но в этом случае минимальная угловая разрешающая способность радиолуча, приближенно равная угловой ширине диаграммы направленности антенны, при малых возможных эффективных размерах обычных антенн и малых габаритах аппаратуры снаряда класса «воздух—воздух» и других летательных аппаратов не может быть менее величины  $\Delta \varepsilon_p \simeq 0,05 \dots 0,10$  рад. Следовательно, радиоволны с  $\lambda = 2 \dots 3$  см не пригодны для применения в системах самонаведения активным методом по групповым воздушным целям и тем более для решения задач высокоточной контактной встречи космических ЛА.

Определение угловых координат и автоматическое сопровождение цели преимущественно осуществляются на базе метода равносигнальной зоны, основанного на сравнении двух сигналов, создаваемых в точках пересечения линии цели с двумя симметричными диаграммами направленности или в двух противоположных положениях одной диаграммы направленности, ось которой описывает коническую поверхность. При этом за счет поворота оси антенны и ее диаграммы направленности в пространстве можно найти положение оси антенны, в котором оба сигнала по амплитуде на экране индикатора равны. Это положение оси антенны совпадает с линией цели.

Важными преимуществами метода равносигнальной зоны являются его высокая точность и возможность определения направления относительного углового движения цели, что необходимо при автосопровождении цели. Точность измерения углового положения линии цели данным методом для бортовых радиолокационных станций ЛА и ракет характеризуется величиной 0,25...0,035 рад.

Зарубежные системы с синтезированными антеннами улучшают разрешающую способность радиолокаторов. Синтезированные антенны могут быть нефокусированными, когда допустимый размер антенны ограничен и, следовательно, ее разрешающая способность ограничена, а также фокусированными, когда за счет усложнения аппаратуры вводят специальную обработку сигналов, которая улучшает разрешающую способность. В последнем случае размер искусственно формируемой антенны при любой дальности канала связи теоретически может быть сделан равным ширине основного лепестка диаграммы излучения реальной антенны, выраженной в линейных единицах на этой дальности.

Минимальную линейную разрешающую способность  $\Delta l_p$  в направлении, перпендикулярном линии канала связи, для синтезированных антенн определяют по следующим формулам:

при нефокусированных антеннах  $\Delta l_{\rm p.\, H} = 0,5 \; (\lambda L)^{1/2};$ 

при фокусированных антеннах  $\Delta l_{p,\phi} = 0,5d$ , где  $\lambda$  — длина волны канала связи; L — дальность канала связи; d — эффективный диаметр антенны в направлении, перпендикулярном линии канала связи.

При нефокусированных антеннах конкретные сигналы, принимаемые в точках расположения элементов синтезируемой антенны, непосредственно суммируются без предварительного введения какихлибо дополнительных фазовых сдвигов. Если невозможно регулировать фазу принимаемых сигналов, то ограничивается максимально допустимый размер искусственно формируемой синтезированной антенны. Тогда ширина диаграммы направленности антенны с синтезированным раскрывом равна половине ширины луча обычной антенны, имеющей такую же длину, а разрешающая способность не зависит от размера реальной антенны. В этом случае разрешающую способность РЛС можно улучшить только уменьшением длины волны, но в отличие от обычных антенн это улучшение обратно пропорционально не λ, а / λ, что более выгодно. Кроме того, при нефокусированной синтезированной антенне  $\Delta l_{\rm p.\, H}$  уменьшается с расстоянием медленнее, пропорционально  $V \overline{L}$ , а не L, как это имеет место при обычных антеннах радиолокационных станций.

При фокусированных антеннах с синтезированным раскрывом разрешающая способность при данных размерах антенны *d* теоретически не зависит ни от длины волны, ни от расстояния до цели вдоль канала связи. Требуемая дополнительная обработка сигналов от цели, принимаемых в каждой точке синтезированной антенной решетки, заключается в непрерывной точной регулировке фаз без обеспечения синфазности сигналов от цели во всех этих точках.

За рубежом считают, что создать на практике работоспособные радиосистемы сантиметрового диапазона для малогабаритных ЛА с нефокусированными и фокусированными синтезированными антеннами довольно сложно.

В миллиметровом диапазоне наилучшее прохождение радиоволн через атмосферу обеспечивается при длине волн 8 ... 15 и 3 ... 4 мм, которые рекомендуются для применения в приборах наведения. В освоении этого диапазона также встречаются практические трудности. Генераторы с использованием нелинейных активных и реактивных сопротивлений, ферритов, плазмы и газовых разрядов работают с чрезмерно большими потерями преобразования (порядка 10 ... 20 дБ и более), что требует больших мощностей и габаритов.

Волноводы в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах создают большое затухание радиоволн, а также паразитное излучение с изгибов, опор и других неоднородностей во внутренней полости волновода.

Внедрение оптических методов и приборов в радиотехнику миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов может дать высокоэффективные результаты. Так, например, в качестве квазиоптических устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов уже находят применение интерферометры как резонаторы генераторов.

В диапазоне СВЧ не достигнут еще достаточный уровень когерентной мощности методами как классической, так и квантовой электроники. Начиная с некоторых величин СВЧ повышение частот при создании радиоаппаратуры освоенными методами неуклонно ведет к значительному увеличению ее габаритов и потребляемой мощности. Это не допускается требованиями к приборам наведения ЛА.

При субмиллиметровых длинах радиоволн поглощение в парах воды атмосферы настолько велико, что этот диапазон радиоволн неприменим в системах наведения, исключение составляют системы, предназначенные для использования только на короткие расстоящия или в космосе. На более коротких волнах, когда частота велика по сравнению с частотой колебания и вращения молекул воды, водяного пара и углекислого газа, атмосфера пропускает электромагнитные колебания со значительно меньшими потерями. Но это явление относится уже не к диапазону радиоволн, а к диапазону инфракрасного излучения, свойства которого рассмотрены ниже.

#### 1.4. ИНФРАКРАСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

2

Природа инфракрасного излучения связана с атомными и молекулярными процессами в веществах во всех формах их агрегатного состояния. Однако различные вещества выделяют инфракрасное излучение, как правило, в каком-то определенном состоянии плазменном, газообразном, жидком или твердом. Если температура при переходе вещества из одного агрегатного состояния в другое соответствует максимуму излучения с длиной волны, удаленной внутрь инфракрасного диапазона от его границ, то это вещество может создавать инфракрасное излучение, например, в двух или даже трех агрегатных состояниях.

Источниками инфракрасного излучения в веществе являются атомы и молекулы. Излучение молекул вызывается изменением колебательного состояния составляющих молекул отдельных атомов и групп атомов, а также изменением вращательного движения молекулы. Излучение атомов является следствием перехода электронов между высшими энергетическими уровнями. Каждому типу перехода соответствует излучение с узкой полосой длин волн инфракрасного спектра. Большинство атомарных инфракрасных линий спектра, соответствующих излучению отдельных атомов, имеет сравнительно малую ширину и лежит непосредственно около красной части спектра видимого света в ближней инфракрасной области с длиной волны от 0,76 до 2,5 мкм. В этой области лежат спектры колебательных движений молекул, которые сопровождаются излучением сравнительно мощных квантов энергии. Так как кванты излучения вращательного движения молекул обладают сравнительно малой энергией, то излучение в этом случае имеет спектр, расположенный в далекой инфракрасной области с длиной волны более 25 мкм.

Одно изменение более существенного в энергетическом отношении колебательного движения молекулы обычно сопровождается несколькими изменениями ее вращательного движения. При этом излучается комбинация квантов колебательного движения с квантами вращательных движений молекулы, сопровождающаяся не только одной линией монохроматического излучения, соответствующего определенному изменению колебательного движения молекулы, но и целой группой близко и правильно следующих друг за другом линий, создающих полосу ее суммарного вращательно-колебательного спектра.

Взаимное расположение полос в спектре излучения вследствие изменения движений молекулы зависит от ее структуры и непосредственно связано с энергией испускаемых квантов. Монохроматическое излучение представляет собой по квантовой теории поток квантов одинаковой энергии  $E_{\rm KB}$ , а по волновой теории характеризуется одинаковой частотой  $\nu$  электромагнитных колебаний. Постоянная величина отношения энергии кванта к соответствующей частоте  $E_{\rm KE}/\nu = h$  называется квантовой постоянной (постоянной Планка) и выражается числом  $h = 6,626196 \cdot 10^{-34}$  Дж с.

Мощность потока излучения  $\Phi_{\mathfrak{s}}$ , т. е. количество энергии, проходящей через поверхность в одну секунду, определяется количеством квантов, проходящих в одну секунду через данную поверхность.

$$\Phi_{\gamma} = Nhv.$$

Количество энергии, излученной или поглощенной веществом, кратно величине энергии кванта. Так как квант излучения обладает энергией и скоростью, то согласно теории относительности он имеет массу  $m_{\rm KB}$  и количество движения  $p_{\rm KB}$ , определяющиеся формулами:

$$m_{\rm KB} = hv/c^2; \ p_{\rm KB} = m_{\rm KB}c = hv/c.$$

Энергия и масса кванта инфракрасного излучения, например, с длиной волны λ = 1,0 мкм выражаются величинами:

$$E_{\rm KB} = 1,87 \cdot 10^{-19}$$
 Дж = 1,17 эВ;  
 $m_{\rm KD} = 1,32 \cdot 10^{-10}$  а. е. м. = 2,19 · 10<sup>-37</sup> кг.

Энергия и масса квантов радиоволн имеют существенно меньшие (на 4 ... 6 порядков) значения, чем кванты инфракрасного излучения. Наоборот, энергия и масса квантов коротковолновых рентгеновских и гамма-лучей относительно велики. Так, например, если отношение массы кванта к массе покоящегося электрона для инфракрасных лучей с  $\lambda = 1,0$  мкм равно  $2,4 \cdot 10^{-6}$ , то для жестких рентгеновских лучей с  $\lambda = 10^{-5}$  мкм и гамма-лучей с  $\lambda = 2,4 \cdot 10^{-6}$  мкм оно равно соответственно 0,24 и 1,0. В последнем случае масса кванта равна массе покоящегося электрона ( $m_{3\pi} = 9,12 \cdot 10^{-30}$  кг), а его энергия достигает полумиллиона электрон-вольт. Для гамма-лучей с  $\lambda = 7,07 \cdot 10^{-8}$  мкм квант имеет энергию 2,88  $\cdot 10^{-12}$  Дж и массу, превышающую массу покоящегося электрона в 35 раз. Именно наличие у кванта коротковолновых излучений большой массы и энергии объясняет высокую проникающую способность рентгеновских, корпускулярных и гамма-лучей.

С уменьшением длины волны ослабляются волновые и усиливаются квантовые свойства электромагнитных излучений, поэтому дифракция имеет наиболее выраженный характер в низкочастотных колебаниях и радиоволнах. Именно поэтому оказывается наиболее эффективным создание квантовых генераторов и усилителей на ко-

ротковолновых электромагнитных колебаниях. Наиболее успешно развиваются в последние годы лазеры, работающие в оптическом спектре длин электромагнитных волн.

# 1.5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И СВЕТОТЕХНИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

Все параметры, характеризующие состояние лучистой энергии, выражаются в энергетических или светотехнических единицах. Лучистая энергия в видимой области измеряется в светотехнических единицах, базирующихся на световом восприятии человеческого глаза, а в инфракрасной, ультрафиолетовой и более коротковолновой областях излучения, не воспринимаемых человеческим глазом, в энергетических единицах. Так как иногда излучение по своему составу является настолько сложным, что содержит как видимые, так и невидимые лучи, то между энергетическими и светотехническими величинами существует определенная связь.

В табл. 1.3 и 1.4 приведены основные энергетические и светотехнические величины, их обозначение, определение и единицы измерения по системе СИ.

Если лучистый поток или его мощность неравномерны в пределах действующего телесного угла, площади или времени излучения, то расчет энергетических величин ведется по формулам для элементарных величин  $d\omega$ , dS, dt,  $dW_3$ ,  $d\Phi_3$ ,  $dI_3$  с последующим суммированием по всему действующему интервалу. Необходимость применения такого приема в случае инфракрасного излучения возникает более часто в связи с большой шириной этого диапазона в противоположность видимому излучению, весь диапазон длин волн которого ограничивается величиной  $d\lambda = 0,36$  мкм.

Если используется достаточно узкая полоса спектра, позволяющая считать излучения однородным, то можно применять формулы без дифференцирования и интегрирования элементарных величин.

При обозначении величин, соответствующих сложному лучистому потоку, включающему излучения всех длин волн, к наименованиям величины добавляют слова «суммарная» ,или «интегральная» или «полная». Величинам, характеризующим параметры спектрального или монохроматического излучения с определенным значением  $\lambda$ , дают наименования, добавляя слово «монохроматическая» или «спектральная». Буквенные обозначения при этом имеют дополнительный индекс  $\lambda$ .

Связь энергетических и светотехнических единиц измерения лучистой энергии осуществлена с помощью понятий световой эффективности излучения (видности) и механического эквивалента света.

Видностью, или световой эффективностью, спектрального излучения с длиной волны  $\lambda$ , называется отношение видимого глазом человека потока  $\Phi_{\lambda}$  в люменах к спектральному лучистому потоку  $\Phi_{\lambda}$  в ваттах:  $V = \Phi_{\lambda}/\Phi_{\lambda}$ .

Видность характеризует свойство человеческого глаза по-разному воспринимать свет. Видность имеет максимальное значение  $V_{\rm max}$  при  $\lambda \simeq 554$  нм, уменьшаясь до нуля к границам диапазона

26 Светотехнические величи	ны и с	рдиницы.			Таблица 1.3
	8			Единица	измерения
Термин	Обо- 3на- чение	Определение	Связь с другими величинами	Основное обозначение и наименование	Выражение через основные единицы
Сила света		Световой поток в данном направле- нии, приходящийся на единицу те-	$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$	кд (кандела)	лм.ср <sup>-1</sup>
Световой поток	θ	лесного утыа Мощность лучистой энергии (или лучистый поток), которая оцени- вается по световому восприятию че- ловеческим глазом, излучаемая, по-	$\Phi = \frac{dW}{dt}$	лм (люмен)	кд.ср
		глощаемая или переносимая в еди- ницу времени значительно большую периода световых колебаний, в еди- ничном телесном угле			
Световая энергия (коли- чество света)	A	Энергия, переносимая светом в те- чение времени $\Delta t=t_{2}-t_{1}$	$W = \int_{t_1}^{t_2} \Phi dt$	лм с (люмен- секунда)	ср.ср.с
Освещенность (плотность освещения поверхности)	E	Световой поток, падающий на еди- ницу поверхности	$E = \frac{d\Phi}{dS}$	лк (люкс)	м <sup>-2</sup> .кд.ср

,

ение табл. 1.3	ізмерения	Выражение через основные единицы	кд.ср.м <sup>-2</sup>	с	КД.С	кд.ср×м <sup>-2</sup> .с	қд.срХс.Вт <sup>-1</sup>
жгодод П	Единица в	Основное обозначение и наименование	ЛМ • М <sup>-</sup> <sup>2</sup>	К <b></b>	кд.с (кандела- секунда)	лк.с (люкс- секунда)	лм •с/Вт
		Связь с другими величинами	$M = \frac{d\Phi}{dS} = \rho E$	$\boldsymbol{L} = \frac{dI_{\Phi}}{dS\cos{\Phi}}$	$C = \int_{t_1}^{t_2} I dt$	$H = \int_{t_1}^{t_2} I dt$	$V=rac{\Phi}{\Phi_{3}}$
		O BIP e per unesser	Световой поток, язлучатемый алти отражаемый слиничей пелерхности во всех направлениях	Отнолиенне сылы стела в заданном направление к площада проскции светящейся поверхноств ва пло- скость, перпендакуларауто этому на- правлению	Произведение сылы света на дли- тельность освещевая, равное коли- честву стветовой зыеря вы, переноси- мой за время	Произведение освещенности на дли- тельность освещения, разное коли- честву световой зысргии, переноси- мой за время	Выход световой засртки на единицу подведенной мощности (например, электрической или лучыстой)
		060- зна- чение	¥	L	сı	н	2
		Термин	Светимость (плотность освещения поверхности)	Яркость	Освечивание	Световая экспозиция или количество освещения	Световая эффективность излучения или видность

# Таблица 1.4

Энергетические величины и сдиннцы

1

Термин	Обозначение	Определение	Связь с другими величинами	Единица измерения
Энергетическая сила све- та (сила излучения)	I <sub>a</sub>	Излучаемый в данном направлении лучистый поток, приходящийся на единииу телесного угла	$I = \frac{d\Phi_3}{d\Omega}$	Br·cp <sup>-1</sup>
Поток излучения (мощ- ность потока из <b>лучения</b> )	Φ	Мощность лучистой энергии, палучаемой, погло- щаемой или переносимой в единицу времени в единичном телесном угле	$\Phi_{\rm a} = \frac{dW_{\rm a}}{dt}$	Вт
Энергия излучения (лу- чистая энергия)	њ <sup>3</sup>	Энсргия, переносимая излучением в течение вре- мени $\Delta t = t_2 - t_1$	$W_3 = \int_{t_1}^{t_2} \Phi_3 dt$	Дж
Энергетическая осве- щенность (облученность или плотность облуче- ния поверхности)	ц	Лучистый поток, падающий на единицу поверх- ности	$E_3 = \frac{d\Phi_3}{dS}$	${\operatorname{BT}}^{-2}$
Энергетическая свети- мость, плотность излуче- ния поверхности (излу- чательность)	°W	<b>Лучнстый поток, и</b> злучаемый или отражаемый единицей поверхности во всех направлениях	$M_{\mathbf{a}} = \frac{d\Phi_{\mathbf{a}}}{dS}$	BT·M <sup>-2</sup>
Энергетическая яркость (лучистость)	r3	Излучение лучистой энергии в определенном направлении с единицы поверхности, перпенди- кулярной направлению распространения, в еди- ничном телесном угле	$L_{\rm a} = \frac{dI_{\rm app}}{dS\cos\varphi}$	Br·cp <sup>-1</sup> ·M <sup>-2</sup>

			Продолжен	ие табл. 1.4
Термин	Обознатение	Определение	Связь с другими величинами	Единица измерения
Облучение	Ű	Произведение энергетической силы света на длительность облучения, равное количеству лу- чистой энергии, переносимой в пределах единич- ного телесного угла за время $t_2 - t_1$	$C_3 = \int_{t_1}^{t_2} I_3 dt$	BT·c·cp <sup>-1</sup>
Энергетическая экспо- зиция, или количество облучения, или энерге- тическое количество ос-	H3	Произведение энергетической освещенности на длительность облучения, равное количеству лучистой энергии, упавшей на единицу площади поверхности за время $t_9 - t_1$	$H_3 = \int_{t_1}^{t} E_3 dt$	Дж.м <sup>-2</sup>
вещения Выход излучения (энер- гетическая эффектив- ность)	7 e	Выход лучистой мощности на единицу подведен- ной мощности другого вида энергии $P_{\rm II}$		I
Коэффициент излучения, или суммарная излуча- тельная способность	<b>9</b>	Отношение суммарной энергетической яркости тела к суммарной энергетической яркости L <sub>a.ид</sub> идеального излучателя (абсолютно черного тела) при той же температуре	$\epsilon_{\Theta} = \frac{L_3}{L_3, n\pi}$	1
Суммарная поглощатель- ная способность, или коэфрициент поглоще- ния	θ	Отношение суммарной поглощаемой телом лучи- стой мощности к суммарной лучистой мощности, падающей на тело при той же температуре	$a_{\Theta} = \frac{\Omega_{3. \text{ morn}}}{\Phi_{3. \text{ mag}}}$	
Спектральная интенсив- ность (энергетической или светотехнической величины)		Обозначается строчной буквой, отвечающей энер- гетической или светотехнической величине, с ин- дексом Л. Например, спектральная интенсив- ность энергетической освещенности $e_{\Lambda} = dE_3/a\Lambda$		
В табл. 1.3 и 1.4 принято:		a		

Ф — угол отклонения луча от нормали к поверхности, еблучаемой потоком; Ф' — угол отклонения луча от нормали к излучающей или отражающей поверхности; Q — телесный угол, ограничивающий световой поток.



Рис. 1.6. Кривые относительной спектральной видности человеческого глаза днем (сплошная) и в сумерки (пунктирная)

видимого излучения 400 и 760 нм. Отношение спектральной световой эффективности, т. е. видности света  $V_{\lambda}$  с длиной волны  $\lambda$  к величине  $V_{\text{max}}$  называется относительной спектральной видностью  $K_{\lambda}$ .

(рис. 1.6). Видность определяют по формуле  $K_{\lambda} = V_{\lambda}/V_{\text{max}}$ , где  $V_{\text{max}}$  выражается через механический эквивалент света  $M_{\text{св}}$  уравнением

$$V_{\rm max} = M_{\rm cs}^{-1} = 683$$
 лм · Вт<sup>-1</sup>.

Механическим эквивалентом света называется минимальная мощность в ваттах, необходимая для создания светового потока в один люмен при длине волны, соответствующей максимальной видности человеческого глаза. Он выражается числом

$$M_{ca} = 0,00146 \text{ Bt} \cdot \pi M^{-1}.$$

Если лучистый поток  $\Phi_9$  по длине волны неравномерен и выражается функцией  $\Phi_9$  ( $\lambda$ ), то полный световой поток, воспринимаемый в этих условиях глазом, определяется интегрированием произведения  $\Phi_9$  ( $\lambda$ )  $V_{\lambda}$  в пределах  $400 < \lambda < 760$  нм:

$$\Phi = \int_{400}^{760} \Phi_{\mathfrak{s}}(\lambda) V_{\lambda} d\lambda = 683 \int_{400}^{760} \Phi_{\mathfrak{s}}(\lambda) K_{\lambda} d\lambda.$$

Когда функция Φ<sub>э</sub> (λ) точно неизвестна, что часто бывает при решении задачи встречи ЛА, для расчета световой части лучистого потока удобно пользоваться приближенной формулой

$$\Phi := 683 \sum_{\lambda=400}^{\lambda=760} \Phi_{s\lambda} \mathcal{K}_{\lambda},$$

где  $\Phi_{3\lambda}$  — спектральный лучистый поток в пределах длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda$  +  $\Delta\lambda$  при условии разделения всего диапазона длин волн видимого света на достаточно малые интервалы  $\Delta\lambda$ .

# 1.6. ЗАКОНЫ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для определенной длины волны  $\lambda$ , термодинамической температуры  $\Theta$  и направления излучения отношение спектральной излучательной способности тела  $\epsilon_{\lambda\Theta}$  к его спектральной поглощательной способности  $a_{\lambda\Theta}$  в одной и той же точке есть величина постоянная для всех тел независимо от их природы:

$$\left(\frac{\varepsilon_{\lambda\Theta}}{a_{\lambda\Theta}}\right)_1 = \left(\frac{\varepsilon_{\lambda\Theta}}{a_{\lambda\Theta}}\right)_2 = \cdots = \left(\frac{\varepsilon_{\lambda\Theta}}{a_{\lambda\Theta}}\right)_n = f(\lambda, \Theta) = \text{const},$$

где 1, 2, ..., n — порядковые номера тел;  $f(\lambda, \Theta)$  — универсальная функция Кирхгофа.

В число таких тел безусловно входит и идеальный излучатель, т. е. абсолютно черное тело, которое полностью поглощает падающее на него излучение. При этом лучистая энергия полностью превращается в тепловую. Следовательно, спектральная поглощательная способность идеального излучателя для данных  $\lambda$  и  $\Theta$  равна единице, т. е.  $a_{\lambda\Theta_{uv}} = 1$ .

Если спектральная излучательная способность идеального излучателя при длине волны  $\lambda$  и температуре  $\Theta$  есть  $\epsilon_{\lambda\Theta_{ug}}$ , то уравнение закона Кирхгофа можно записать в виде

$$(\varepsilon_{\lambda\Theta}/a_{\lambda\Theta})_1 = (\varepsilon_{\lambda\Theta}/a_{\lambda\Theta})_2 = \ldots = (\varepsilon_{\lambda\Theta}/a_{\lambda\Theta})_n = \varepsilon_{\lambda\Theta}_{\mu\mu}$$

Универсальная функция Кирхгофа  $f(\lambda, \Theta)$  равна постоянной спектральной излучательной способности идеального излучателя в данном направлении при той же длине волны  $\lambda$  и термодинамической температуре  $\Theta$ .

Из уравнения закона Кирхгофа сделаем следующие выводы:

— спектральная излучательная способность тела пропорциональна его спектральной поглощательной способности при тех же значениях длины волны и температуры;

— излучательная способность идеального излучателя при данной температуре как суммарная, так и спектральная при определенной длине волны выше, чем у других тел;

- тела, не поглощающие лучистую энергию при данных условиях (Θ и λ). не способны ее излучать.

Если при температуре  $\Theta$  длина волны изменяется в пределах  $0 < \lambda < \infty$ , то уравнение закона Кирхгофа соответствует суммарным значениям излучательной способности  $\varepsilon_{\Theta}$  и поглощательной способности  $a_{\Theta}$ .

Закон Кирхгофа справедлив для тел, состоящих из веществ в любом агрегатном состоянии (твердом, жидком, газообразном, плазменном), но только если излучение тела является чисто тепловым. Он непригоден, например, в случае люминесцентного излучения, имеющего световой или химический источник энергии.

# Закон Стефана-Больцмана

Суммарная энергетическая светимость (плотность излучения поверхности)  $M_{3\Theta_{HR}}$  в Вт/м<sup>2</sup> излучения идеального излучателя с термодинамической температурой  $\Theta$ , обладающего свойствами абсолютно черного тела, пропорциональна разности четвертой степени температуры

 $M_{\mathrm{s}\Theta_{\mathrm{H}\mathrm{g}}} = \sigma \Theta^4$ ,

где  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана, или постоянная идеального излучения, равная отношению суммарной (по всему спектру) энергетической светимости к его абсолютной температуре в четвертой степени:  $\sigma = 5,66961 \cdot 10^{-8} \text{ Bt}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ .

Суммарной энергетической светимостью, или суммарной мощностью излучения, единицы площади поверхности называется полная энергия волн всех длин (полный лучистый поток), излучаемая в одну секунду внутри телесного угла в 2л стерадиан, т. е. в пределах полусферы.

Абсолютно черное тело достаточно хорошо для инфракрасной области спектра имитируется на практике, например, цилиндрической электропечью с одинаковой температурой стенок, излучающей лучистую энергию через малое по сравнению с диаметром печи отверстие в центре торца. Его можно имитировать также согнутой в форме острого клина платиновой пластинкой толщиной в несколько десятков микрон, подогреваемой электрическим током, или большой полостью с малым отверстием в стенке и однородным распределением температуры внутри нее. В последнем случае излучение соответствует более низким температурам, близким к температуре среды. Покрывать внутренние стенки искусственных идеальных излучателей чемлибо черным нет необходимости, так как попадающее извне в малое отверстие излучение претерпевает внутри полости многократные отражения и лишь ее очень малая часть выходит наружу из отверстия. В частном случае, когда температура идеального излучателя велика по сравнению с температурой окружающей среды или поглощающая способность среды мала, получим для суммарной энергетической светимости идеального излучателя формулу

$$M_{\mathbf{y}\Theta_{\mathbf{y}\pi}} = \sigma\Theta^4$$

Эта формула применима практически во всех случаях использования инфракрасного излучения в решении задач наведения ЛА в атмосфере со сравнительно малой температурой.

Для абсолютно черного тела и следствий закона Ламберта (см. ниже) для суммарной энергетической яркости идеального излучателя справедливо

$$L_{\vartheta} = \sigma \Theta^4 / \pi.$$

Суммарная энергетическая сила света идеального излучателя с поверхностью S в направлении под углом  $\varphi'$  к нормали поверхности, равная произведению энергетической яркости на площадь поверхности и на косинус угла излучения, рассчитывается по формуле

$$I_{\mathfrak{s}\varphi} = (\sigma S \Theta^4 \cos \varphi') / \pi.$$

# Закон Ламберта

Если источник излучения имеет яркость  $L_{2}$ , одинаковую во всех направлениях, то его поверхность считается диффузно-излучающей. В этом случае справедлив закон Ламберта (закон косинуса), утверждающий, что энергетическая сила света диффузионно-излучающей поверхности пропорциональна косинусу угла  $\varphi'$  между направлением излучения и нормалью к поверхности:

$$I_{\mathfrak{s}\varphi} = L_{\mathfrak{s}} S \cos \varphi'.$$

Закон косинуса строго справедлив только для абсолютно черного тела, а также для идеально диффузно-рассеивающих (идеальных матовых) поверхностей, но на практике он применим во многих случаях с достаточно хорошим приближением (реальные рассеивающие, например, белые матовые поверхности, поверхности Солнца, порошкообразные люминофоры и т. д.).

Суммарный лучистый поток, излучаемый поверхностью идеального излучателя,

$$\Phi_{\mathfrak{s},\mathfrak{u}\mathfrak{n}}=\mathfrak{n}L_{\mathfrak{s}}S.$$

Суммарная энергетическая светимость, или плотность излучения, поверхности идеального излучателя

$$M_{\mathbf{y}\mathbf{\Theta}_{\mathbf{y}\mathbf{\pi}}} = \mathbf{\pi} L_{\mathbf{y}\mathbf{\Theta}_{\mathbf{y}\mathbf{\pi}}}.$$

Так как идеальная рассеивающая поверхность отражает весь падающий на нее лучистый поток независимо от его направления и распределяет отраженный поток по закону косинуса, то ее энергетическая светимость и энергетическая освещенность равны, т. е.  $M_3 = L_3$ , а ее энергетическая яркость выражается формулой  $L_3 = E_3/\pi$ .

Энергетической плотностью  $E_3$  потока облучения поверхности с площадью S на расстоянии L от источника излучения называется количество энергии, прошедшее за одну секунду через единичную площадку, перпендикулярную направлению излучения. Энергетическая плотность потока облучения  $E_3 = I_3/L^2$ .

Эта формула справедлива, если площадь перпендикулярна направлению излучения и расстояние L по своему порядку существенно больше размера облучаемой поверхности. При решении задач наведения ЛА это условие удовлетворяется. Когда расстояние недостаточно велико, необходимо проводить интегрирование внутри телесного угла с применением закона Ламберта. Если излучающая поверхность не перпендикулярна направлению излучения, то площадь S находится как проекция излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную этому направлению.

# Закон смещения Голицына-Вина

Длина волны λ<sub>тах ид</sub>, соответствующая максимуму энергии в излучении идеального излучателя, обратно пропорциональна его термодинамической температуре Θ

$$\lambda_{\rm max} = C_{\lambda} / \Theta$$
,

где постоянная закона смещения

$$C_{\lambda} = 0,289782 \cdot 10^{-2} \text{ M} \cdot \text{K}$$

есть величина, равная произведению термодинамической температуры идеального излучателя на длину волны, при которой спектральная плотность энергетической светности, или яркости, этого излучателя максимальна.

Величина  $\lambda_{\max un}$  имеет такую же размерность, в которой выражена длина в размерности постоянной закона смещения  $C_{\lambda}$  т. е. метр.

2 Лазарев Л. П.

ł

1242204

Наиболее употребительна в инфракрасной технике формула Голицына—Вина, в которой длина волны выражена в мкм,

$$\lambda_{\max} = 2897/\Theta$$
.

# Закон излучения Планка

Этот закон получен на основании квантовых представлений об излучении и характеризует спектральное распределение мощности излучения идеального излучателя для малого интервала длин волн  $\Delta\lambda$  в зависимости от термодинамической температуры и длины волны. Спектральная плотность (интенсивность) энергетической светности идеального излучателя в пределах полусферы в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$  при термодинамической температуре определяется формулой Планка

$$m_{\lambda\Theta_{\mu\pi}} = C_1 \lambda^{-5} \left[ \mathbf{e}^{C_2/\lambda\Theta} - 1 \right]^{-1}.$$

Постоянные  $C_1$  и  $C_2$  называются константами излучения и выражаются формулами:

$$C_1 = 2\pi hc^2; \ C_2 = ch/k,$$

где с — скорость света в вакууме в м·с<sup>-1</sup>; k — постоянная Больцмана (k =1,380622·10<sup>-23</sup> Дж/K); h — квантовая постоянная (h = = 6,626196·10<sup>-34</sup> Дж·с); C<sub>1</sub> = 4,992579·10<sup>-24</sup> Дж·м — первая постоянная излучения; C<sub>2</sub> = 1,438833·10<sup>-2</sup> м·К — вторая постоянная излучения.

Для получения суммарной энергетической светимости излучения идеального излучателя при данной термодинамической температуре проинтегрируем правую часть формулы Планка на всем интервале  $\lambda$  от 0 до  $\infty$ :

$$M_{\mathfrak{s}_{\Theta_{H_{\mathcal{I}}}}} = C_{1} \int_{0}^{\infty} \lambda^{-5} (\mathbf{e}^{C_{1}/\lambda\Theta} - 1)^{-1} d\lambda.$$

В результате интегрирования этого отношения с учетом значений  $C_1$  и  $C_2$  получим уравнения:

$$M_{\mathfrak{s}\Theta_{HII}} = 2\pi^{5}k^{4}\Theta^{4}/15c^{2}h^{3} = \sigma\Theta^{4}; \ \sigma = 2\pi^{5}k^{4}/15c^{2}h^{3},$$

где сде о — постоянная Стефана—Больцмана.

Следовательно, суммирование спектральных плотностей энергетической светимости излучения, найденных по уравнению Планка, дает суммарную энергетическую светимость излучения идеального излучателя такую же, как по закону Стефана—Больцмана, что физически вполне закономерно.

Величина постоянной закона Стефана—Больцмана, рассчитанная по формуле, довольно точно совпадает с экспериментальными данными. На основании формулы Планка можно построить графики спектральной плотности энергетической светимости излучения идеального излучателя при различных температурах (рис. 1.7 и 1.8).

При рассмотрении графиков видно, что плотность излучения идеального излучателя с изменением λ особенно в диапазоне высоких температур быстро возрастает. Максимум суммарного излучения при



Рис. 1.7. График спектральной плотности излучения идеального излучателя при термодинамических температурах 300 ... 600 К



Рис. 1.8. График спектральной плотности излучения идеального излучателя при высоких термодинамических температурах

разных температурах соответствует различным длинам волн, с ростом температуры он смещается в область малых длин волн. Это явление отражено на графиках пунктирными кривыми, иллюстрирующими закон смещения Голицына--Вина. Полная площадь под кривыми на рис. 1.7 и 1.8 пропорциональна суммарной энергетической мощности и суммарной энергетической плотности излучения, которые с увеличением температуры прогрессивно возрастают. Однако значительная часть мощности излучения, выражаемая этой площадью, падает на область длин волн  $\lambda > 14$  мкм, где излучение практически полностью поглощается атмосферой. Эта часть суммарной мощности излучения составляет при  $\Theta=600~{
m K}$  около 13 %, а при  $\Theta = 300$  К около 48 %, т. е. почти половину всей излучаемой энергии. Следовательно, определение суммарной энергетической плотности излучения идеального излучателя или подобного ему по форме изотерм серого излучателя в условиях решения задачи встречи ЛА в атмосфере с помощью формулы закона Стефана-Больцмана, найденной из рассмотрения площади под изотермой, может привести к существенным ошибкам. Вследствие этого при использовании интегрального выражения закона Планка для М<sub>эбил</sub> в целях определения суммарной энергетической плотности излучения источника через реальную атмосферу необходимо проводить интегрирование в пределах от  $\lambda = 0$  до  $\lambda = 14$  мкм, т. е. по формуле

$$M_{\mathfrak{s}\Theta_{H\mathfrak{g}}} = C_1 \int_{\lambda=0}^{\lambda=14} \lambda^{-5} (\mathbf{e}^{C_2/\lambda\Theta} - 1)^{-1} d\lambda.$$

Нижний предел интегрирования в данном случае принят  $\lambda = 0$  потому, что мощность энергетического излучения при  $\lambda < 0,4$  мкм ничтожно мала, а затем с начала инфракрасного диапазона она резко возрастает. Во всем диапазоне от  $\lambda = 0$  до  $\lambda_{max}$  максимального излучения она составляет около одной четверти суммарной мощности излучения.



Рис. 1.9. Номограмма изотерм, характеризующая спектральную плотность энергетической светности излучения идеального излучателя

Использовать для практических расчетов плотности излучения номограммы, представленные на рис. 1.7 и 1.8, неудобно, так как, во-первых, их построение требует трудоемких подробных расче-

тов для каждой кривой, и, во-вторых, определение значений, соответствующих точкам между изотермами, методом интерполирования затруднено ввиду неравномерности приращения ординат при изменении  $\Theta$  или  $\lambda$ , поэтому для этих целей рекомендуется применять номограммы изотерм, построенные в другой системе координат (рис. 1.9). Здесь по оси откладывается величина  $u = \lambda^{-4}$  ( $e^{C_2/\lambda\Theta}$  — — 1)<sup>-1</sup>, а по оси абсцисс — длина волны λ. Масштаб по осям является логарифмическим. Для каждого постоянного значения термодинамической температуры  $\Theta$  получается изотерма, обладающая геометрическим свойством подобия при перемещении вдоль сплошной прямой, построенной при значении показателя степени  $C_0/\lambda\Theta = 10$ . Это значительно облегчает построение номограммы, так как любую другую изотерму для температуры  $\Theta_2$  можно построить методом смещения изотермы, рассчитанной для температуры  $\Theta_1$  вдоль этой прямой. Для построения достаточно у второй изотермы рассчитать только абсциссу одной точки по прямой, соответствующую λ = = C<sub>2</sub>/10Θ<sub>2</sub>, а затем сместить первую изотерму вдоль прямой до этой точки.

Из этого же свойства следует, что все точки различных изотерм, соответствующие максимуму спектрального излучения идеального излучателя, лежат на штрихпунктирной линии, параллельной прямой  $\lambda \simeq C_2/10\Theta$ . Эта прямая позволяет достаточно просто определить графически максимум спектрального излучения идеального излучателя для каждой длины волны, а также установить температуру, при которой это обеспечивается, интерполированием вдоль прямой максимумов.

Теоретическую формулу для расчета максимального значения спектральной интенсивности энергетической светимости излучения идеального излучателя в зависимости от термодинамической температуры найдем, подставив в уравнение Планка величину длины волны λ<sub>тах ил</sub> из формулы закона Голицына—Вина:

$$n_{\lambda \Theta_{HG} \max} = 1,301 \cdot 10^{-15} \Theta^5 \text{ Bt/(cm^2 \cdot \text{mkm})},$$

где  $C_3 = 1,301 \cdot 10^{-15}$  Вт/(см<sup>2</sup> · K<sup>5</sup> · мкм).

Максимальное значение спектральной интенсивности энергетической светимости излучения идеального излучателя пропорционально пятой стецени его абсолютной температуры. Коэффициент
пропорциональности  $C_3$  условимся называть постоянной максимума спектральной энергетической светимости. Расчетное значение  $C_3$  удовлетворительно совпадает с величиной, найденной экспериментально.

В ближней области инфракрасных излучений при малых величинах  $\lambda\Theta$  по сравнению с  $C_2$  значение  $e^{C_2/\lambda\Theta} \gg 1$ . Тогда в целях упрощения практических расчетов можно вместо формулы Планка применять ее упрощенное выражение

$$m_{\lambda\Theta_{n,n}} = C_1 \lambda^{-5} \mathbf{e}^{-C_2/\lambda\Theta}.$$

Так например, уже при  $C_2/\lambda\Theta = 4,6$  величина  $e^{C_2/\lambda\Theta} = 100$ . При этом ошибка от упрощения формулы не превышает одного процента. При длине волны  $\lambda = 0,76$  мкм применение этой формулы не вносит ошибки более одного процента до температуры  $\Theta = 4100$  K, а при  $\lambda = 2,5$  мкм — до температуры  $\Theta = 1250$  K.

Для упрощения определения применимости этой формулы с соблюдением определенной точности на рис. 1.9 можно построить прямые — верхние границы зоны применимости этой формулы. При значениях  $\lambda\Theta$ , соответствующих точкам номограммы, лежащим выше граничной прямой, следует применять основную формулу Планка.

## Глава 2

## ПРОХОЖДЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И КОСМОСЕ

Работоспособность канала связи приборов наведения ЛА в значительной степени зависит от влияния внешней среды, которое выражается в ослаблении лучистой энергии канала связи при прохождении в атмосфере, а также в наличии в пространстве фона, создающего в приборе помехи. Ослабление лучистой энергии в атмосфере порождается тремя процессами: молекулярным поглощением, молекулярным рассеянием, рассеянием инородными частицами.

Поглощением лучистой энергии в среде называется ослабление потока излучения вследствие преобразования в другие виды энергии. Рассеянием лучистой энергии в среде называется преобразование распространяющегося в среде потока излучения определенного направления в потоки всевозможных направлений. Поглощение и рассеяние бывают частичными или полными.

Молекулярным поглощением излучений в атмосфере называется поглощение лучистой энергии молекулами оптически активных атмосферных веществ, а молекулярным рассеянием — рассеяние лучистой энергии отдельными молекулами и различно уплотненными неоднородностями групп молекул атмосферных газов.

Рассеянием излучений инородными частицами атмосферы называется рассеяние лучистой энергии твердыми или жидкими частицами в воздушной среде, из которых состоит дымка, облака, туман, дождь, снег, град, мгла, Помехи в работе канала связи приборов наведения ЛА возникают вследствие попадания в приемное устройство приборов, помимо энергии канала связи, лучистой энергии от посторонних излучателей, которыми могут быть попавшие в поле зрения прибора другие ЛА, небесные светила, организованные оптические помехи (ООП), нагретые облака, атмосферные инверсии, наземные предметы и пр.

Основоположником науки об оптических явлениях в атмосфере является М. В. Ломоносов, исследования которого в области излучения полярных сияний, проведенные в XVIII веке, по своему конкретному содержанию и комплексной методике сохранили свое научное значение до настоящего времени. Позднее, в 1840 г., англичанин Д. Гершель опубликовал работу о наличии в инфракрасном спектре излучения полос поглощения атмосферой. В последний период изучением оптики атмосферы занимались крупнейшие деятели науки и в том числе советские ученые С. И. Вавилов, В. В. Шулейкин, В. Г. Фесенко, И. А. Хвостиков, В. В. Шаронов, К. Я. Кондратьев, В. Е. Зуев и другие, которые развили научное направление в теории рассеяния и поглощения лучистой энергии в атмосфере на базе физических и математических методов.

Ввиду сложности и многообразия характера среды атмосферы невозможно описать явление ослабления лучистой энергии в атмосфере теоретически настолько подробно, чтобы можно было на базе результатов этой теории решать практические задачи расчета каналов связи приборов наведения и самонаведения. Поэтому необходимо опираться и на экспериментальные данные, которые, к сожалению, еще не накоплены и не освещены в литературе достаточно полно. Тем не менее современное состояние науки в этой области позволяет изложить кратко основные положения и привести некоторые количественные характеристики процесса ослабления лучистой энергии при прохождении в атмосфере и космическом пространстве.

## 2.1. РАСЧЕТ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЛУЧИСТОЙ Энергии атмосферой

Лучистая энергия поглощается молекулой вещества на длинах волн, соответствующих или кратных резонансной частоте собственных колебательных и вращательных движений ее микрочастиц, и только в том случае, если движения молекулы сопровождаются колебаниями заряда молекулы или ее дипольного момента. Резонансные частоты собственных колебаний какого-либо устройства или микрочастицы зависят от распределения масс отдельных их элементов и сил связей между элементами. Следовательно, резонансные частоты собственных колебаний молекулы зависят от величины масс атомов, составляющих молекулу, и от сил, связывающих атомы внутри молекулы. Поэтому поглощательные свойства молекул разных веществ по отношению к излучениям различны. Так, например, озон очень активно поглощает коротковолновые излучения с длиной волны до 0,3 мкм. Этим, в частности, объясняется то, что атмосфера поглощает практически все коротковолновые ультрафиолетовые лучи и они не доходят до поверхности земли, поглощаясь особенно интенсивно в мезосфере и стратосфере, где концентрация озона максимальна.

Зависимость поглощения излучений молекулой от колебаний ее заряда или дипольного момента подтверждается, например, характером поглощения инфракрасного излучения углекислым газом. Углекислый газ имеет линейную структуру молекулы (О-С-О). Его молекула претерпевает нормальное колебание, при котором атом углерода остается неподвижным, а атомы кислорода движутся в каждый момент симметрично к нему, либо от него. Это нормальное колебание не вызывает поглощения инфракрасного излучения. В другом случае при анормальном колебании, если атомы кислорода движутся асимметрично так, что одновременно один из них идет к атому углерода, а другой от него, то атом углерода смещается и молекула поглощает инфракрасное излучение. Это происходит потому, что при несимметричных колебаниях изменяется дипольный момент, а при симметричных — не изменяется. По этой же причине не поглощают инфракрасное излучение молекулы азота N<sub>2</sub> и кислорода О,, так как колебания их атомов всегда симметричны. Наоборот, значительно поглощают инфракрасное излучение трехатомные молекулы озона, в которых колебания атомов асимметричны и сопровождаются изменением дипольного момента. Несимметричные колебания атомов могут быть также в некоторых веществах, молекула которых состоит из атомов со значительно отличающимися величинами масс. Примерами таких веществ в атмосфере является вода Н<sub>2</sub>О, величины масс атомов которой различаются в 16 раз, и соляная кислота HCl, величины масс атомов которой различаются в 35 раз. В этих веществах из-за несимметричности колебаний атомов изменяется дипольный момент и происходит молекулярное поглощение инфракрасного излучения.

Для молекулярного поглощения лучистой энергии в атмосфере, как и в других средах, характерна его селективность, что является следствием наличия максимума поглощения на резонансных частотах, различных у молекул разных веществ. Участки спектра электромагнитных колебаний, соответствующие длинам волн, на которых в данном веществе происходит молекулярное поглощение лучистой энергии, называются полосами поглощения.

В инфракрасной области излучения полосы поглощения или отражения, на которых лучистая энергия ослабляется, соответствуют либо колебательным, либо вращательным движениям атомов внутри молекул, вызванным воздействием проходящей лучистой энергии. Колебательные движения атомов в молекулах вызывают более крупные полосы поглощения. Вращательные движения атомов в молекулах сопровождаются более слабыми полосами поглощения, накладывающимися на основные полосы, возникающие от колебательных движений атомов. Чисто вращательное движение атомов в молекулах соответствует полосам поглощения в длинноволновой части инфракрасного излучения.

Положение полосы поглощения излучения вследствие перехода лучистой энергии во внутримолекулярную энергию вещества среды

определяется длиной волны, соответствующей приращению энергии молекулы. Если энергия молекулы до возбуждения лучистой энергией  $E_0$ , а после возбуждения  $E_1$ , то длина волны полосы селективного поглощения выражается формулой

$$\lambda = ch/(E_1 - E_0),$$

где *h* — квантовая постоянная; *с* — скорость распространения лучистой энергии в вакууме.

Согласно закону Максвелла

$$c = v V \overline{\epsilon \mu} = v V \overline{n},$$

где v — скорость распространения лучистой энергии в среде;  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость среды;  $\mu$  — относительная магнитная проницаемость среды; n — показатель преломления среды.

Длина волны полосы селективного поглощения прежде всего зависит от энергетических уровней, характеризующих данное вещество, и взаимосвязана с его диэлектрическими и магнитными свойствами.

Длины волн полос селективного поглощения определяются экспериментально или рассчитываются по формулам. При предположении, что у любого вещества может быть (3m - 6) или (3m - 5)основных колебаний атомов в молекулах с определенной частотой и все эти колебания могут быть либо раздельными, либо совпадающими, найдены расчетные формулы и сделан вывод о том, что наряду с основными колебаниями наблюдаются еще обертоны и комбинационные частоты.

Количественная сторона молекулярного поглощения излучений в веществе зависит от количества молекул, приходящихся на единицу пути распространения лучистой энергии, что определяется концентрацией и агрегатным состоянием вещества. Так, например, вода, которая может находиться в атмосфере как в газообразном, так и в жидком состоянии, поглощает инфракрасные излучения в различных агрегатных состояниях в разной степени.

На рис. 2.1 приведены графики пропускания лучистой энергии слоями воды толщиной 10; 1,0; 0,05; 0,01 и 0,001 мм. Даже при таких



Рис. 2.1. График пропускания лучистой энергии слоями воды различной толщины

тонких слоях жидкой воды поглощение лучистой энергии, особенно при длине волны около 3 и 6 мкм, весьма значительно. Вода в жидком агрегатном состоянии при толщине



Рис. 2.2. К расчету молекулярного поглощения лучистой энергии в однородной атмосфере

слоя более 10 мм совершенно не пропускает излучения с длиной волны более 2 мкм. Более тонкие слои жидкой воды сильно поглощают инфракрасные излучения. Именно поэтому в некоторых оптических системах в качестве теплофильтров применяют прозрачные кюветы с водой.

Наряду с этим вода в газообразном состоянии в виде пара даже при значительно большем количестве ее молекул на пути излучения пропускает инфракрасную лучистую энергию значительно лучше, чем жидкая вода. Для сравнения количества воды в жидком и газообразном состоянии введено понятие эквивалентного слоя воды, толщина которого считается равной высоте  $h_{\rm sc}$  столба воды, образующегося при полной конденсации пара в столбе атмосферы определенной длины с таким же поперечным сечением.

Водяной пар, эквивалентный слою воды даже толщиной в несколько сантиметров, в инфракрасной области более прозрачен, чем слой жидкой воды толщиной в несколько миллиметров. Эквивалентный слой воды толщиной в 5 ... 8 см соответствует в атмосфере количеству водяных паров, содержащихся при относительной влажности 100 % и температуре 300 К в пространстве, характеризуемом столбом длиной 2 ... 3 км. Излучаясь или отражаясь от цели в точке U(рис. 2.2), лучистый поток с длиной волны  $\lambda$ , выходящий с единичной площадки в интервале длин волн от  $\lambda$  до ( $\lambda + \Delta\lambda$ ), имеет спектральную энергетическую светимость  $M_{3\lambda}$ , а пройдя расстояние L, создает в точке O прибора наведения на поверхности, перпендикулярной направлению пучка лучей, спектральную энергетическую освещенность  $E_{3\lambda}$  (L), зависящую от дальности.

Молекулярное поглощение излучения в бесконечно тонком слое dL, перпендикулярном направлению лучистого потока, если нет других потерь энергии, пропорционально освещенности  $E_{3\lambda}(L)$  в плоскости 0 и толщине рассматриваемого слоя. Падение освещенности  $dE_{3\lambda}$  вследствие молекулярного поглощения в слое dL выражается зависимостью

$$dE_{\mathfrak{s}\lambda} = -\alpha_{\mathfrak{u}\lambda}E_{\mathfrak{s}\lambda}(L)\,dL,$$

где α<sub>пλ</sub> — спектральный коэффициент поглощения для данной длины волны λ.

Интегрированием этого выражения на интервале дальности *L* при условии однородности среды на пути излучения получаем выражение для энергетической освещенности в плоскости *O* 

$$E_{\mathfrak{s}\lambda}(L) = M_{\mathfrak{s}\lambda} \mathbf{e}^{-\alpha_{\Pi\lambda}L}.$$

Формула выражает экспоненциальный закон поглощения (Бугера—Бера), справедливый при предположении, что пучок лучистой энергии вдоль канала связи является параллельным и равномерным в поперечном сечении, а лучистый поток — монохроматическим.

В действительности эти условия не соблюдаются, так как, вопервых, атмосфера, в которой распространяется лучистая энергия, не является идеально однородной средой, а, во-вторых, индикаторы излучения приборов наведения часто воспринимают не монохроматическое, а суммарное излучение. По отношению к суммарному инфракрасному излучению коэффициент поглощения может считаться приближенно постоянным по всему используемому интервалу спектра только в том случае, когда средой канала связи является достаточно плотный туман, содержащий жидкие частицы большого размера по сравнению с длиной волны излучения. Во всех других случаях экспоненциальный закон Бугера—Бера дает погрешность, выражающуюся в том, что при расчете по этой формуле прозрачность падает с увеличением дальности L распространения лучистой энергии быстрее, чем это имеет место в действительности. Эта погрешность при дальности L = 25 км достигает 2,2%, а при L = 100 км — 10%.

Для более точных расчетов молекулярного поглощения необходимо полагать коэффициент поглощения зависящим как от длины волны, так и от дальности распространения лучистой энергии в виде функции  $\alpha_{n\lambda}$  (*L*). Тогда спектральная энергетическая освещенность на расстоянии *L* от цели *Ц* (см. рис. 2.2) выражается формулой

$$E_{\mathfrak{s}\lambda}(L) = M_{\mathfrak{s}\lambda} \exp\left[-\int_{0}^{L} \alpha_{\mathfrak{n}\lambda}(L) \, dL\right].$$

Если излучаемая целью энергия содержит, как это имеет место в действительности, широкую полосу спектра длин волн от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ и распределение энергетической светимости лучистой энергии в пучке у цели  $\mathcal{U}$  характеризуется функцией вида  $M_2$  ( $\lambda$ )  $d\lambda$ , то распределение энергии в пучке на плоскости O прибора самонаведения определяется зависимостью

$$E_{\mathfrak{s}}(\lambda, L) d\lambda = M_{\mathfrak{s}}(\lambda) \, \mathbf{e}^{-\alpha_{n\lambda}L} dL.$$

Интегрируя, найдем суммарную энергетическую освещенность в плоскости **(***O*:

$$E_{\mathfrak{s}}(L) := \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{\mathfrak{s}}(\lambda) \, \mathrm{e}^{-\alpha_{\Pi\lambda}L} dL.$$

Тогда коэффициент суммарного пропускания атмосферы  $\tau_{\rm n}$  на дальности L при молекулярном поглощении суммарной мощности излучения выражается формулой

$$\tau_{\pi} = E_{\mathfrak{s}}(L)/M_{\mathfrak{s}} = \int_{\lambda_{1}}^{\lambda_{2}} M_{\mathfrak{s}}(\lambda) \, \mathbf{e}^{-\alpha_{\pi\lambda}L} \, d\lambda \, \bigg| \int_{\lambda^{1}}^{\lambda_{2}} M_{\mathfrak{s}}(\lambda) \, d\lambda,$$

где  $M_{\mathfrak{d}}$  есть суммарная энергетическая светимость лучистого потока у цели  $\mathcal{U}$ .

Поясним отличие коэффициента пропускания от коэффициента прозрачности. Коэффициентом пропускания  $\tau$  тела или ограниченного по протяженности количества вещества называется отношение потока излучения, пропущенного в заданном направлении данным телом (веществом), к потоку излучения, упавшему на него. Коэффициентом прозрачности  $\theta$  вещества называется отношение потока

излучения, прошедшего в веществе без изменения направления путь, равный единице, к потоку излучения, вошедшему в это вещество в виде параллельного пучка. При этом имеется в виду изменение потока излучения только внутри самого вещества без влияния внешних поверхностей, ограничивающих вещество.

Аналитическая формула для вычисления коэффициента пропускания атмосферы при молекулярном поглощении полезна для понимания физической природы коэффициента пропускания и может быть применена для выполнения расчетов при необходимости получения

Таблица 2.1

точных результатов. Однако для практических инженерных расчетов эта формула неудобна из-за громоздкости расчетов, поэтому в литературе приводится большое количество экспериментальных формул для расчета поглощения инфракрасного излучения. Подробный анализ значительного количества этих формул содержится в монографиях К. Я. Кондратьева, В. Е. Зуева, а также Р. Смита, Ф. Джонсона, Р. Чесмера.

Т. Эдлер и Д. Стронг предложили для расчета молекулярного поглощения атмосферой суммарного потока инфракрасной лучистой энергии экспериментальную формулу, обеспечивающую удовле-

творительную точность расчета, если весь практически применяющийся в приборах наведения диапазон длин волн от 0,8 до 14 мкм разбить на восемь интервалов и подобрать постоянные коэффициенты формулы на основе опытных данных по участкам. Эта формула определяет коэффициент  $\theta_{ni}$  прозрачности атмосферы для *i*-го интервала при молекулярном поглощении на базе экспериментальных резуль-

$$\theta_{\pi i} = \theta_i - k_i \lg h_{\pi \kappa}$$

татов с использованием величины количества водяного пара на пути лучистой энергии в виде эквивалентного слоя воды h, в мм:

где  $\theta_i$  и  $k_i$  — безразмерные коэффициенты, постоянные для полосы пропускания (окна) в интервале длин волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_{i+1}$  (табл. 2.1).

Величины коэффициентов θ<sub>i</sub> и k<sub>i</sub> установлены на основании большого количества экспериментов при различных значениях высоты эквивалентного слоя воды вплоть до 200 мм. Однако для условий, когда из-за высокой влажности атмосферы и большой дальности действия канала связи эквивалентное содержание воды выше указанного значения, достоверность формулы не проверена.

Формула обеспечивает удовлетворительную точность при условии, если в атмосфере отсутствует рассеяние инфракрасного излучения инородными твердыми и жидкими частицами. Такие условия,

Номер полосы на рис. 2.4	<i>і-і</i> ї интервал Длин волн, мкм	k <sub>i</sub>	θį
1 2 3 4 5 6 7 8	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	15,1 16,5 17,1 13,1 13,1 12,5 21,2 —	106,3 106,3 96,3 81,0 72,5 72,3 51,2



Рис. 2.3. График содержания пыли в атмосфере



Рис. 2.4. Номограмма коэффициента прозрачности атмосферы при молекулярном поглощении (обозначение позиций см. в табл. 2.1)

по мнению авторов формулы, выполняются на высоте более 2... 3 км. Это близко соответствует истине, так как количество пылинок, являющихся твердыми инородными частицами, которые представляют собой ядра конденсации влаги в атмосфере в виде дождя, снега, града и капель, дымки и тумана, даже в сухую погоду на высоте 2 ... 3 км не превышает 750 ... 350 пылинок в 1 см<sup>3</sup>, тогда как около поверхности Земли оно достигает 1,3 · 10<sup>5</sup> пылинок в 1 см<sup>3</sup>. На высоте свыше 4 км количество пылинок в 1 см<sup>3</sup> атмосферы равно всего нескольким десяткам. После дождя количество пылинок уменьшается в 3 ... 4 раза (рис. 2.3) и у поверхности Земли равно 3.10<sup>4</sup> пылинок в 1 см<sup>3</sup>. Следует иметь в виду, что слой запыленного воздуха над крупными индустриальными центрами, по опытным данным, распространяется обычно только до высот 500 ... 700 м, а количество пылинок в атмосфере над подстилающей морской поверхностью вообще значительно меньше и при всех условиях не превышает количества, определяемого кривой «после дождя» на графике рис. 2.3.

Для определения высоты эквивалентного слоя  $h_{3\kappa}$  воды в мм, содержащейся в парах тропосферы на высотах свыше 3 км, Т. Элдер и Д. Стронг рекомендуют формулу  $h_{3\kappa} = \sigma_0 \cdot 10^{-(3+0.2H)}$ , где  $\sigma_0$  — абсолютная влажность на поверхности Земли в г см<sup>3</sup>; H — средняя высота зоны работы канала связи в км.

Можно построить номограмму (рис. 2.4), позволяющую непосредственно определять коэффициент  $\theta_{ni}$  прозрачности атмосферы при молекулярном поглощении в зависимости от величины эквивалентного слоя воды  $h_{\rm эк}$ . Для диапазона длин волн 6 ... 15 мкм номограмма, построенная по материалам Т. Элдера и Д. Стронга, дополнена прямой 8 с использованием данных Р. Лангера.

По справедливому выводу К. Я. Кондратьева, экспоненциальный закон поглощения обладает несомненными преимуществами перед законом поглощения квадратичного корня, получившим значительное распространение в США. Расчет абсолютной величины пропускания лучистой энергий атмосферой при учете молекулярного поглощения (который характеризуется элементарным лучистым потоком  $\Phi_{\mathfrak{sn}\,i}$  в *i*-м интервале пропускания, попадающим на плоскость, перпендикулярную направлению канала связи в ОЭП) целесообразно проводить по экспоненциальному закону

$$\Phi_{\mathfrak{s}, \mathfrak{n}i}(L) = \Phi_{\mathfrak{s}i} \mathbf{e}^{-\alpha_{\mathfrak{n}i}L} = \Phi_{\mathfrak{s}i} \theta_{\mathfrak{n}i}^L,$$

где L — дальность канала связи в км;  $\Phi_{3i}$  — элементарный лучистый поток в *i*-м интервале пропускания на длинах волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_{i+1}$ , излучаемый или отражаемый целью вдоль канала связи прибора наведения;  $\theta_{ni}$  — коэффициент прозрачности атмосферы на длине 1 км при молекулярном поглощении для *i*-го интервала спектра инфракрасного излучения.

Величина

 $\theta_{\pi i} = e^{-\alpha_{\pi i}},$ 

где  $\alpha_{ni}$  — коэффициент молекулярного поглощения атмосферы на длине 1 км в *i*-м интервале пропускания инфракрасной энергии в км<sup>-1</sup>.

Величина  $\tau_{ni} = \theta_{ni}^{L} = e^{-\alpha_{11}iL}$  называется коэффициентом пропускания атмосферы при молекулярном поглощении вдоль канала связи на дальность *L* км. Тогда формулу для расчета элементарного потока лучистой энергии, прошедшей вдоль канала связи прибора наведения на дальность *L* км при наличии молекулярного поглощения в *i*-м интервале длины волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_{i+1}$ , запишем в следующем виде:  $\Phi_{2,ni}(L) = \Phi_{2i}\tau_{ni}$ .

# 2.2. РАСЧЕТ МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ АТМОСФЕРОЙ

Молекулярное рассеяние лучистой энергии происходит вследствие потерь ее на диффузное рассеяние и отражение при прохождении границ между отдельными молекулами или различно уплотненными группами молекул атмосферных газов с разными показателями преломления. Неоднородности в газовой среде атмосферы нестабильны и возникают, изменяются и исчезают непрерывно и с большой скоростью, так как их природа имеет своей основой молекулярное тепловое движение, которое зависит от местных температурных условий и содержания веществ в каждой конкретной микрозоне атмосферы. Эти параметры в атмосфере весьма неоднородны и нестабильны в разное время года и суток и сильно зависят от местных метеорологических условий.

Если рассматривать атмосферу как идеально чистую и сухуюгазовую среду, не содержащую взвешенных частиц, то можно считать молекулярное рассеяние лучистой энергии, подчиняющимся закону Рэлея. Этот закон распространяется на среду, в которой размер частиц мал по сравнению с длиной волны излучения. При прохождении инфракрасного излучения с длинами волны более 0,8 мкм закон Рэлея заведомо справедлив для диффузного рассеяния отдельными молекулами атмосферных газов, так как размер частичек в данном случае не превышает величин порядка  $(1,9 \dots 4,0) \cdot 10^{-4}$  мкм. В отношении рассеяния на границах уплотненных групп молекул закон Рэлея справедлив тогда, когда размеры этих групп малы по сравнению с длиной волны излучения. Так как уплотнения в атмосфере в виде капель воды, составляющих дымку, туман и облака, имеют в подавляющем большинстве размеры свыше 0,1 мкм, то, очевидно, действие закона Рэлея можно распространить без существенной погрешности только на газообразные уплотнения молекул с размерами, не превышающими сотой доли микрона.

Требование малости размеров частиц по сравнению с длиной волны лучистой энергии вытекает из того, что теория Рэлея и флуктуационная теория рассеяния построены в предположении постоянства в данный момент электрического поля волны излучения на всем протяжении частицы. Это предположение соблюдается, если элементарный объем частицы в виде группы молекул имеет радиус r. удовлетворяющий условию  $2\pi r \ll \lambda$ , и среда внутри объема соответствует условию  $(2\pi rn/\lambda) \ll 1$ , где n — показатель преломления среды. Следовательно, к молекулярному рассеянию можно отнести диффузное рассеяние только в тех группах молекул атмосферного газа, которые удовлетворяют двум упомянутым выше условиям и возникают вследствие непрерывных флуктуаций плотности и анизотропии из-за изменения в процессе теплового движения молекул их количества в этих элементарных объемах. Особенно значительные флуктуации плотности и анизотропии имеют место вблизи критического состояния вещества, т. е. около критической температуры.

Флуктуация плотности и анизотропии в элементарных объемах атмосферного газа приводят к флуктуации оптической неоднородности и показателя преломления вещества, что вызывает диффузное молекулярное рассеяние. Это объяснение молекулярного рассеяния называется флуктуационной теорией рассеяния, которая приводит к тому же результату, что и теория Рэлея.

Суммарный поток лучистой энергии, потерянный вследствие молекулярного рассеяния на единице длины пути, выражается формулой Рэлея

$$\Phi'_{\mathfrak{s. p. M}} = 16\pi^{3}V (n-1)^{2} \Phi_{\mathfrak{s}}/3\lambda^{4}N_{0},$$

где V — объем газа в м<sup>3</sup>;  $N_0$  — число молекул в единице объема газа;  $\Phi_9$  — суммарный поток лучистой энергии цели до прохождения через среду.

Прохождение лучистой энергии при молекулярном рассеянии вдоль канала связи на расстоянии L выражается экспоненциальным законом

$$\Phi_{\mathfrak{d},\mathbf{p},\mathbf{M}}(L) = \Phi_{\mathfrak{d}} \mathbf{e}^{-\alpha_{\mathbf{p},\mathbf{M}}L},$$

где  $\alpha_{\rm p.\,M} = 16\pi^3 V (n-1)^2/3\lambda^4 N_0 \Phi_{\rm 3.\,p.\,M} (L)$  — суммарный поток лучистой энергии, прошедшей через среду на дальность L км при молекулярном рассеянии.

Так как α<sub>р.м</sub> — коэффициент молекулярного рассеяния излучения в атмосфере при прохождении пути в 1 км, то коэффициент прозрачности атмосферы при молекулярном рассеянии на пути в 1 км выразится формулой

$$\theta_{\mathrm{p,M}} = \mathbf{e}^{-\alpha_{\mathrm{p,M}}}.$$

Суммарный лучистый поток, прошедший вдоль канала связи в атмосфере на дистанцию *L* км при молекулярном рассеянии, определится формулой

$$\Phi_{\mathfrak{p},\mathbf{p},\mathbf{M}}(L) = \Phi_{\mathfrak{s}} \theta_{\mathfrak{p},\mathbf{M}}^{L}.$$

Т. Элдер и Д. Стронг предложили для расчета коэффициента прозрачности атмосферы при молекулярном рассеянии инфракрасного излучения формулу

$$\theta_{\text{D, M}} = 0,998^{h_{\mathfrak{H}}},$$

результаты расчетов по которой вполне удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными.

Формула для расчета суммарного лучистого потока, пропускаемого атмосферой при молекулярном рассеянии на длине канала связи, запишется в следующем виде:

$$\Phi_{\mathfrak{s}, \mathfrak{p}, \mathfrak{M}}(L) := \Phi_{\mathfrak{s}} \tau_{\mathfrak{p}, \mathfrak{M}}.$$

Величина  $\tau_{p.M} = \theta_{p.M}^L = 0,998^{h_{3KL}}$  является коэффициентом пропускания атмосферы при молекулярном рассеянии вдоль канала связи на дальность L км. Тогда формула для расчета суммарного потока излучения, прошедшего через атмосферу вдоль канала связи на дальность L км при молекулярном рассеянии, примет вид

$$\Phi_{\mathfrak{s}.\mathfrak{p}.\mathfrak{m}}(L) = \Phi_{\mathfrak{s}}\tau_{\mathfrak{p}.\mathfrak{m}}.$$

## 2.3. РАСЧЕТ ОБЩЕГО ОСЛАБЛЕНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ ЧИСТОЙ АТМОСФЕРОЙ

Анализ природы ослабления лучистой энергии в атмосфере и изложение методов расчета различных по своей природе видов ослабления позволяют перейти к рассмотрению общего ослабления оптической энергии при прохождении вдоль канала связи приборов наведения ЛА чистой атмосферой. Ослабление лучистой энергии чистой атмосферой является результатом влияния на проходящую энергию канала связи молекулярного поглощения и молекулярного рассеяния.

Молекулярное поглощение имеет избирательный (селективный) характер, будучи различным по отношению к лучистой энергии разных длин волн. При некоторых значениях длины волны излучения молекулярное поглощение в атмосфере велико и ослабляет лучистую энергию на 100 %. На некоторых участках спектра длин волн молекулярное поглощение лучистой энергии мало и не превышает 10 ... 20 %, поэтому расчет молекулярного поглощения в атмосфере необходимо вести по элементарным интервалам спектра длин волн с последующим суммированием по всему заданному диапазону длин волн.

Для расчета элементарного потока  $\Phi_{\ni i}(L)$  лучистой энергии в *i*-м интервале длин волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_{i+1}$ , прошедшего вдоль канала связи на дальность L км сквозь чистую атмосферу и претерпевшего ослабление под действием молекулярного рассеяния и молекулярного поглощения, необходимо определить общий для *i*-го интервала коэффициент пропускания  $\tau_{qi}$  чистой атмосферы. Величина этого коэффициента выражается формулой  $\tau_{qi} = \tau_{ni}\tau_{p.M}$ , где  $\tau_{ni}$  и  $\tau_{p.M}$  соответственно коэффициенты пропускания атмосферы при молекулярном поглощении<sup>\*</sup>и молекулярном рассеянии вдоль канала связи на дальность L км в *i*-м интервале длин волн от  $\lambda_i$  до  $\lambda_{i+1}$ . Тогда искомый элементарный поток лучистой энергии, прошедший в чистой атмосфере, определяется формулой  $\Phi_{\ni i}(L) = \Phi_{:j}\tau_{qi} = \Phi_{\exists i}\tau_{ni}\tau_{n.M}$ .

Общий лучистый поток, пропускаемый чистой атмосферой в *т* элементарных интервалах длин волн, найдем суммированием элементарных потоков по формуле

$$\Phi_{\mathfrak{s},\mathfrak{q}}(L) \coloneqq \sum_{i=1}^{i=m} \Phi_{\mathfrak{s}i} \tau_{\mathfrak{n}i} \tau_{\mathfrak{p},\mathfrak{M}}.$$

## 2.4. ГРАФИКИ ПРОПУСКАНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ АТМОСФЕРОЙ И ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Часто оказывается удобным для определения молекулярного поглощения лучистой энергии атмосферой использовать графики полос молекулярного поглощения. Каждый такой график отражает молекулярное поглощение для определенных атмосферных условий, поэтому для расширения возможности использования графиков необходимо иметь в распоряжении достаточно большое их количество, охватывающее различные хотя бы наиболее вероятные состояния атмосферы. Для этого ниже приведены некоторые графики, опубликованные в литературе.

Чтобы представить характер действия наиболее сильных атмосферных поглотителей инфракрасного и светового излучения паров воды, углекислого газа и озона, приведем широко распространенные



графики молекулярного поглощения этих веществ (рис. 2.5).

Атмосферное молекулярное поглощение излучения определяется главным образом молекулярным поглощением водяными парами, которые содержатся в атмо-

Рис. 2.5. График поглощения излучения в атмосфере воляными парами (-----), углекислым газом (----) и озоном (...)

сфере в количестве от 0 до 4 % по объему. Это поглощение достигает 60 ... 80 % при длине волны 1,3 ... 1,46; 1,8 ... 1,95; 7,3 ... 8,2 и 14 ... 15 мкм и практически равно 100 % в интервалах 2,6 ... 2,85; 5,3 ... 7,5 мкм и при  $\lambda > 15$  мкм вплоть до длинноволновой границы инфракрасного излучения. В близкой инфракрасной области максимумы молекулярного поглощения излучения водяным паром имеют место при длинах волн 0,94 и 1,13 мкм, но они не превышают соответственно 8 и 12 %.

Максимальное поглощение инфракрасного излучения углекислым газом средней концентрации имеет место в интервалах длин волн 2,5... 2,8 мкм (20... 24%); 4,1... 4,6 мкм (31... 33%); 11... 13 мкм (10... 13%) и 13... 15 мкм (35... 20%). Молекулярное поглощение лучистой энергии углекислым газом при длинах волн 1,5; 1,7; 2,15 мкм не превышает 7... 13% и по сравнению с молекулярным поглощением водяным паром может считаться малым, так как содержание углекислого газа в не загрязненном индустриальными выделениями воздухе тропосферы характеризуется средней величиной 0,03% по объему, а над индустриальными центрами — не более 0,09%.

Озон имеет полосы поглощения инфракрасного излучения в интервалах длин волн 4,3... 5,1 мкм с максимумом 15 % при  $\lambda =$ = 4,7 мкм и 9,2... 9,8 мкм с максимумом 25... 30 % при  $\lambda =$ = 9,5 мкм. Величины поглощения относятся к среднему содержанию озона в атмосфере, определяющемуся величиной 4 · 10<sup>-5</sup> % по объему. Несколько большее количество озона содержится в средней части стратосферы. В верхних слоях стратосферы и особенно в мезосфере наблюдаются только следы озона. В тропосфере озон содержится в количестве 10<sup>-6</sup> ... 10<sup>-5</sup> % по объему, за исключением кратковременных послегрозовых периодов, когда наблюдается местное увеличение количества озона. Таким образом, при проектировании приборов, предназначенных для работы в тропосфере, можно с достаточно высокой точностью пренебречь молекулярным поглощением излучения в тропосфере озоном по сравнению с поглощающим действием водяного пара.

Когда канал системы наведения предназначен для работы в зоне наивысшей концентрации озона в стратосфере, где количество водяного пара пренебрежимо мало, целесообразно выбирать рабочий диапазон длин волн канала связи вне указанных выше полос поглощения озона или применять приемники лучистой энергии, воспринимающие лучистую энергию спектра инфракрасного излучения в достаточно широком интервале.

На рис. 2.6 приведены широко распространенные графики прозрачности приземного слоя атмосферы в диапазоне видимого и инфракрасного излучения при различном содержании водяного пара, в основном определяющего характер полос молекулярного поглощения лучистой энергии в тропосфере.

Кривые *а* и б отражают прозрачность тропосферы на горизонтальной дальности L = 1,83 км при количестве водяного пара, характеризуемом эквивалентным слоем воды  $h_{3K} = 17$  мм, и при дымке,



Рис. 2.6. График пропускания лучистой энергии в тропосфере

пропускающей **60 %** красных лучей с длиной волны 0.61 МКМ. Участок б относится к видимому и ультрафиолетовому излучению, а участок а инфракрасному K ИЗлучению. Дымка, учтенная при построении кривой а. характерикоэффициентом зуется прозрачности  $\theta_{\pi} = 0.59$ 

для видимого света с длиной волны 0,55 мкм, что соответствует метеорологической дальности видимости большого черного предмета, равной примерно 15 км. Согласно табл. 2.4 такую дымку можно отнести к категории слабых.

Кривая в, состоящая из двух ветвей, показывает прозрачность тропосферы при молекулярном поглощении в условиях, характеризуемых эквивалентным слоем воды  $h_{\rm sr} = 0,08\,$  мм, но без дымки. Кривая г характеризует изменение прозрачности тропосферы в полосе поглощения с длиной волны  $\lambda = 5\ldots 8\,$  мкм, если содержание водяного пара изменено до величины, эквивалентной слою воды  $h_{\rm ork} = 0,82\,$  мм.

Из сравнения кривых в и г следует, что увеличение содержания водяного пара в 10 раз приводит к снижению прозрачности тропосферы в 2 ... 20 раз, причем максимальное изменение прозрачности относится к центральной зоне полосы пропускания. Это явление, очевидно, подтверждает решающее значение в данных условиях молекулярного поглощения, носящего селективный характер и порождающего полосы поглощения лучистой энергии, по сравнению с другими видами ослабления инфракрасного излучения в атмосфере: молекулярным рассеянием и рассеянием на инородных частицах.

Кривая g характеризует прозрачность тропосферы с содержанием водяных паров, эквивалентным слою воды  $h_{\rm JR} = 1,8...2,1$  мм, по отношению к излучению Солнца. Эта кривая четко показывает основную полосу поглощения инфракрасного излучения озоном с максимумом при  $\lambda = 9,5$  мкм, как и в случае кривой поглощения озона (см. рис. 2.5).

Анализ графиков на рис. 2.6 позволяет сделать вывод о том, что наилучшее пропускание лучистой энергии тропосферой имеет место в диапазоне длин волн: 0,6 ... 0,8; 1,0 ... 1,1; 1,2 ... 1,3; 1,5 ... 1,75; 2,0 ... 2,5; 3,3 ... 4,2; 4,5 ... 4,7 мкм в широком интервале спектра от 8 до 12,5 мкм. В этих диапазонах коэффициент пропускания излучения для условий кривой *а* характеризуется в относительных

50

единицах величинами порядка 0,6 ... 0,9. Наибольшее поглощение лучистой энергии при наличии водяных паров, углекислого газа и озона имеет место в максимумах молекулярного поглощения на длинах волн: 0,92 ... 1,1; 1,4; 1,9; 2,7; 4,27; 6,3; 9,5 мкм, а также при  $\lambda > 13$  мкм. Эти значения длин волн приведены в верхней части графика с указанием над ними основного для данной длины волн поглощающего вещества.

На рис. 2.7 представлены осредненные графики пропускания атмосферы в различных направлениях от горизонта до вертикали, построенные Д. Тейлором и Г. Ятесом на базе многочисленных опытов на дальностях 0,3; 5,5 и 16,25 км в ясные мартовские дни 1956 г. при метеорологической дальности видимости 30 и 46 км и температуре 16... 19 °С. Сравнивая графики пропускания излучения атмосферой A, B и C с кривой a на рис. 2.6, приходим к выводу, что при увеличении концентрации в атмосфере водяных паров, соответствующем возрастанию толщины эквивалентного слоя воды с 1,1 до 13,7 и 52 мм, коэффициент пропускания излучения воздухом значительно уменьшается.

Графики на рис. 2.7 построены с учетом отражения тонкой структуры колебаний спектральной прозрачности атмосферы. Такую тонкую спектральную структуру графиков пропускания удалось получить на базе использования мощных источников излучения прожекторов. В задаче пассивного самонаведения в инфракрасной области по суммарному излучению цели для оценки прозрачности атмосферы с использованием этих графиков целесообразно ориентироваться на осредненные значения коэффициента пропускания и не учитывать колебания, создавшие такую структуру зависимости атмосферного пропускания от длины волны. Однако при использовании в задачах наведения ЛА активным методом в качестве источника излучения лазеров, обладающих чрезвычайно высокой монохроматичностью, графики пропускания атмосферы с тонкой спектральной структурой полезны для оценки прохождения в воздухе когерентного излучения.

Когерентное излучение лазеров наряду с высокой монохроматичностью характеризуется исключительно высокой плотностью лучистой энергии и сложностью характера излучения в связи с большим количеством мод, содержащихся в выходном пучке. Эти особенности излучения лазера значительно осложняют оценку потерь лучистой энергии лазера при прохождении ее в атмосфере.

Высокая монохроматичность излучения лазера требует очень высокой точности, порядка сотых долей нанометра, в определении положения линий поглощения атмосферы, являющейся сложной средой, в которой, кроме основных поглотителей воды и ее паров, углекислого газа и озона, содержится большое количество других веществ с разнообразными свойствами поглощения излучения. Теоретические методы оценки поглощения излучения в атмосфере даже основными тремя поглотителями пока не могут обеспечить требуемой точности расчета поглощения в очень узких монохроматических полосах спектра излучения лазеров. Некоторое приближение к тре-



Рис. 2.8. График спектрального поглощения лучистой энергии атмосферой на уровне моря и высоте 11 км



буемой в данной задаче точности обеспечивается при экспериментальном определении центров спектральных линий поглощения паров воды с помощью оптико-электронных приборов высокого спектрального разрешения. Однако и таких экспериментальных материалов пока накоплено недостаточно, чтобы создать высоко достоверные обобщающие данные, пригодные для оценки поглощения монохроматического излучения лазеров. О поглощающих свойствах всего многообразия атмосферных составляющих в литературе систематизированных данных недостаточно.

В пределах известных окон прозрачности атмосферы, имеющих, как правило (см. рис. 2.6 и 2.7), широкие по сравнению с шириной полосы излучения лазера участки длин волн, фактически могут быть еще не найденные весьма узкие линии поглощения второстепенных составляющих атмосферы. Эти узкие линии поглощения могут поглощать излучение лазера не только на его главной частоте, но и на сосседних частотах, на которые может переходить максимум энергии излучения вследствие изменения режимов работы лазера во времени, например, температуры активного вещества лазера или состояния газовой смеси газового лазера.

Весьма высокие плотности энергии излучения лазера в узком монохроматическом пучке могут вызвать эффект насыщения поглощающих молекул среды в объеме столба атмосферы, подвергаемого облучению этим пучком. Этот эффект возникает тогда, когда количество квантов излучения в пучке лазера больше, чем способны поглотить все активно поглощающие молекулы облучаемого объема среды. При этом условия прохождения когерентного излучения лазера в атмосфере также будут существенно отличаться от общеизвестных условий прохождения в атмосфере некогерентной лучистой энергии относительно малой плотности.

Представление об изменении атмосферного поглощения лучистой энергии в зависимости от высоты дают графики (рис. 2.8) поглощения излучения в диапазоне длин волн до 50 мкм для нижней и верхней границ тропосферы (0 и 11 км); а также графики (рис. 2.9) поглощения излучения в приземном слое атмосферы и на высоте 13,7 км при  $\lambda$  до 10 мкм. В верхней части графика на рис. 2.9 указаны формульные обозначения водяных паров, углекислого газа, озона, отмечающие полосы атмосферного поглощения лучистой



Рис. 2.9. Графики спектрального поглощения лучистой энергии атмосферой в приземном слое (а) и на высоте 13,7 км (б)

энергии, в которых данные вещества обладают сильными поглощающими свойствами.

Если прохождение излучения практически не изменяется с высотой в коротковолновом участке спектра, то в световом и особенно в инфракрасном интервале длин волн, наоборот, поглощение лучистой энергии существенно уменьшается при переходе из приземного слоя атмосферы в верхние слои тропосферы (см. рис. 2.8 и 2.9). Это объясняется уменьшением содержания паров при таком перепаде высот примерно в 100 раз и углекислого газа — в 9 ... 10 раз.

Между графиками прозрачности атмосферы на высотах 11 и 13,7 км имеется расхождение в величине поглощения в полосах с максимумами при длине волны 4,3 и 2,8 мкм. Эти расхождения носят локальный характер и являются, видимо, следствием специфичности местных условий, зависящих от времени года, суток и метеорологических условий. В остальном графики прозрачности атмосферы примерно одинаково отражают характер полос атмосферного поглощения лучистой энергии как в приземном слое, так и в верхних слоях атмосферы.

Из анализа графиков на рис. 2.8 и 2.9 можно сделать важный для проблемы наведения ЛА вывод о том, что на высотах выше 9 ... 10 км инфракрасная лучистая энергия распространяется практически без потерь. Это создает в верхней тропосфере, стратосфере, мезосфере и космосе особенно благоприятные условия для самонаведения с помощью инфракрасного канала связи ЛА класса «воздух воздух», которые могут стартовать с носителя на высотах выше 9 км.

Пропускание излучения в нижней тропосфере отражено графиками на рис. 2.10 и 2.11, из которых следует, что прозрачность воздуха особенно резко снижается с уменьшением высоты в области видимого излучения. На высотах 1,5 ... 3,5 км прозрачность атмосферы в инфракрасной области с изменением высоты практически не



изменяется. Меньшая прозрачность атмосферы в инфракрасной области на высотах до 0,8 ... 0,9 км связана с более высоким содержанием в приземном слое поглотителей лучистой энергии: водяных паров и углекислого газа, а также твердых инородных частиц, рассеивающих излучение и способствующих конденсации влаги, т. е. образованию дымки, тумана, облаков, дождя, снега и града.

#### 2.5. РАССЕЯНИЕ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ ИНОРОДНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Среда, содержащая твердые или жидкие инородные частицы, называется мутной. Она состоит из сплошной (дисперсионной) среды и включенных в эту среду инородных частиц (дисперсной фазы). Мутная среда называется также золем, или коллоидом. Если дисперсионной средой является атмосферный воздух, а дисперсной фазой твердые и жидкие инородные частицы, то мутная среда называется аэрозолем.

Упрощенная схема аэрозоля, в которой инородные частицы условно представлены в виде шариков различного радиуса, приведена на рис. 2.12. Часть лучистой энергии проходит через данный слой среды без потерь на рассеяние инородными частицами, так как некоторые лучи падающего пучка не встречаются с частицами и выходят из среды, не изменяя своего направления. Часть лучистой энергии вследствие отражения некоторых лучей при встрече с инородными частицами изменяет в среде свое направление, что приводит к уменьшению лучистого потока вдоль направления канала связи. Некоторые лучи, претерпев в среде ряд отражений на поверхностях частиц, могут выйти из слоя среды вдоль направления канала связи. Но во всех случаях встречи лучей с частицами происходит рассеяние энергии вследствие потерь на рассеяние во всех направлениях ввиду отклонения поверхностей частиц от идеально зеркальных. Угол минимального рассеяния лучистой энергии мелкими инородными частицами в атмосфере равен примерно 90° и увеличивается с ростом размера частиц до 120 ... 125°.





Рис. 2.12. Схема рассеяния излучения на частицах аэрозоля

Рис. 2.13. Индикатрисы рассеяния излучения на инородных частицах

Академиком В. В. Шулейкиным разработана теория рассеяния излучения на крупных частицах, обладающих свойствами диэлектриков, к которым могут быть отнесены в подавляющем большинстве инородные частицы атмосферы, состоящие из конденсированной воды и физиологических и минеральных веществ. Им построены для частиц с различными размерами индикатрисы рассеяния, определяющие характер распределения диффузно отражаемой лучистой энергии.

Если для малых частиц, подчиняющихся закону Рэлея, индикатриса рассеяния симметрична, то с дальнейшим увеличением размера частиц индикатрисы рассеяния теряют симметрию и все более вытягиваются вперед по направлению возбуждающего пучка лучистой энергии (рис. 2.13). Из теории дифракции это объясняется тем, что разность фаз различных волн излучения, отражаемых разными микроскопическими элементами поверхности частицы и образующих при наложении рассеянный лучистый поток, зависит от угла рассеяния каждой волны, минимальна вдоль направления возбуждающего пучка и максимальна в обратном направлении, поэтому интерференция волн рассеянной лучистой энергии создает усиление по направлению возбуждающего потока излучения и ослабление в обратном направлении.

Индикатрисы на рис. 2.13 построены для частиц различных размеров по методу В. В. Шулейкина. Во всех случаях частица расположена на пересечении осей, а лучистый поток направлен вдоль стрелки. Индикатриса a соответствует малой частице, рассеяние на которой подчиняется закону Рэлея, т. е. является молекулярным. Во всех остальных случаях ( $\delta$ , s, c) размер частиц соизмерим с длиной волны и последовательно увеличивается. Часть энергии рассеяния, претерпевшая поляризацию, показана на индикатрисах заштрихованной зоной. Поляризация максимальна в направлении, перпендикулярном возбуждающему лучистому потоку.

Рассеяние лучистой энергии инородными частицами в атмосфере происходит вследствие отражения излучения на поверхности этих

частиц, являющейся границей между двумя средами с различными показателями преломления. Инородными частицами в газообразной среде атмосферы можно назвать жидкие и твердые включения в виде водяных капель дождя, туманов, облаков и твердых частиц снега, града, неорганической и органической пыли земного и космического происхождения. Неорганические и органические пылинки, а также атмосферные ионы могут служить ядрами конденсации водяных паров, являясь при этом неоднородными включениями в каплях воды, увеличивающими в них количество и размер рассеивающих поверхностей.

Число твердых частичек, являющихся ядрами конденсации водяных паров, в единице объема атмосферы зависит от местных условий: характера подстилающей земной поверхности, состояния движения масс воздуха и общего метеосостояния и, в свою очередь, определяет количество и размер образующихся капель. При большом количестве твердых частиц (до 120 ... 150 тыс.) в 1 см<sup>3</sup>, что имеет место над крупными центрами тяжелой индустрии, в процессе концентрации влаги образуются весьма мелкие капли размером порядка десятых долей микрометра, создающие дымку.

## 2.6. РАСЧЕТ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В ДЫМКЕ И ТУМАНЕ

Дымкой называется такое состояние замутненной атмосферы, когда метеорологическая дальность видимости нормальным невооруженным глазом человека превышает 800 ... 1000 м. При таких условиях инфракрасное излучение с длиной волны 2 ... 5 мкм, часто применяющееся в ОЭП самонаведения, ослабляется несущественно, что позволяет увеличить дальность канала связи в инфракрасном диапазоне в 2 ... 4 раза по сравнению со световым диапазоном.

По экспериментальным данным, ослабление инфракрасного излучения вследствие рассеяния в дымке на дальности 10 км при длине волны 3 мкм не превышает 0,013 %. Представление о прозрачности слоя дымки можно получить из рассмотрения графиков на рис. 2.14. Величины дальности видимости  $L_{\rm вид}$  указаны цифрами на соответствующих кривых. В качестве опорных при построении кривых пропускания приняты точки, соответствующие окну пропускания в атмосфере лучистой энергии с длиной волны 0,61 мкм. Общий ход кривых достаточно отчетливо показывает во всех случаях повышение пропускания атмосферы с увеличением длины волны проходящего излучения. Несколько аномальный в смысле направления кривизны вид кривой для дальности 32 км, по-видимому, является следствием ошибок в эксперименте.

Экспериментальные значения коэффициента пропускания дымки в окне пропускания вблизи  $\lambda \simeq 10$  мкм для условий таких же, как на рис. 2.14, приведены в табл. 2.2.

Из сравнения величин коэффициента пропускания атмосферы для окон с  $\lambda = 3,61$  мкм и  $\lambda = 10$  мкм в одинаковых условиях при



Рис. 2.14. График пропускания излучения атмосферой с различной метеорологической дальностью видимости на расстоянии 1830 м при рассеянии в дымке (толщина эквивалентного слоя воды 17 мм)

Таблица 2.2

Значения коэффициента  $\tau_{\rm ff}$  пропускания дымки при  $\lambda\simeq 10~{\rm Mkm}$ 

L <sub>вид,</sub> км	6,1	7,8	10,3	14,8	18,5	32
т <sub>д</sub>	0,72	0,79	0,83	0,85	0,86	0,87
		·				

дымке на основании графиков рис. 2.14 и табл. 2.2 можно сделать вывод о том, что значения  $\tau_{\rm д}$  отличаются несущественно в этих окнах. Несколько меньше значения коэффициента пропускания излучения слабой атмосферной дымкой ( $L_{\rm вид} > 14.8$  км) при больших длинах волн (10 мкм), чем при меньших (3,61 мкм), по-видимому, являются следствием неучета различных условий эксперимента в отношении молекулярного поглощения. В действительности коэффициент пропускания одинаковой дымки с увеличением длины волны при исключении влияния других причин ослабления лучистой энергии возрастает.

Из обобщения количественных характеристик ослабления лучистой энергии атмосферной дымкой по отечественным и зарубежным источникам можно сделать вывод о том, что пропускание дымки возрастает наиболее быстро в диапазоне длин волн световой и близкой инфракрасной области и в начале средневолнового инфракрасного диапазона до  $\lambda = 4 \dots 5$  мкм. В дальнейшем при  $\lambda = 4 \dots$ 14 мкм возрастание функции становится более плавным. Рассмотрение рассеяния дымкой инфракрасного излучения с длинами волн более 14 … 15 мкм не представляет в данном случае практического интереса, так как из-за большого молекулярного поглощения парами H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> и N<sub>2</sub>O лучистая энергия  $\lambda > 15$  мкм почти не проходит через атмосферу.

Для оценки характера рассеяния лучистой энергии, когда минимальный размер инородных частиц конденсированной воды в атмосфере определяется десятыми долями мкм, а сами частицы могут считаться диэлектриками, академик В. В. Шулейкин предложил для расчета потока рассеянной лучистой энергии формулу

$$\Phi'_{\mathfrak{s}\lambda\mathfrak{q}}\sim 1/\lambda^p$$
,

в которой показатель степени *р* с увеличением диаметра частиц уменьшается и определяется по табл. 2.3.

В. В. Шулейкиным показано, что при размере частиц 1,2 мкм и более показатель степени p = 0 и интенсивность рассеяния света

Значения показателя степени в формуле В. В. Шулейкина

Диаметр частиц d, мкм	0,07	0,10	0,15	0,23	0,30	0,35	0,63	1,2
p	4,0	3,5	3,0	2,5	2,0	1,5	0,5	0

на инородных частицах не зависит от длины волны. Инородные частицы в атмосфере с размером более 1 ... 1,2 мкм составляют туман и облака, белесоватый цвет которых объясняется тем, что свет, проходящий и рассеянный при таких больших размерах частиц, не изменяет своего спектрального состава. Еще более наглядно это явление проявляется в эмульсиях, например в молоке, где дисперсионной средой является вода, а дисперсной фазой — частицы жира относительно большого размера. Теоретические выводы В. В. Шулейкина о величине показателя степени *р* подтверждены результатами экспериментов зарубежных и отечественных ученых в районах Саргассова моря, Атлантического океана и морей Советского Союза.

Для расчета ослабления лучистой энергии вследствие рассеяния в дымке можно использовать экспоненциальный закон

$$\Phi_{\mathfrak{s}\lambda\mathfrak{n}}(L) = \Phi_{\mathfrak{s}\lambda\mathfrak{n}} \mathbf{e}^{-\alpha}{}_{\lambda\mathfrak{n}}{}^{L},$$

где  $\Phi_{\partial\lambda}$  — спектральный поток лучистой энергии длины волны  $\lambda$  в канале связи цели;  $\Phi_{\partial\lambda\eta}$  — спектральный поток лучистой энергии длины волны  $\lambda$  после ослабления вследствие рассеяния в дымке в канале связи длиной L;  $\alpha_{\lambda\eta}$  — спектральный коэффициент рассеяния лучистой энергии с длиной волны  $\lambda$  на инородных частицах в дымке.

Если длина L канала связи выражена в метрах, то величина  $\alpha_{\lambda\pi}$  имеет обратную размерность м<sup>-1</sup>.

Коэффициент рассеяния  $\alpha_{\lambda \pi}$  зависит от концентрации частиц, т. е. от их числа в 1 м<sup>3</sup>, а также от законов их распределения по показателю преломления. Эти характеристики на практике не известны с высокой точностью из-за большой неоднородности атмосферы, поэтому рассеивающие свойства дымки характеризуются обычно для лучистой энергии заранее выбранной опорной длины волны  $\lambda_1$ и коэффициентом рассеяния  $\alpha_{\lambda \pi}$  или коэффициентом прозрачности:

$$\theta_{\lambda_1} = \Phi_{\mathfrak{s}\lambda\pi} (L=1)/\Phi_{\mathfrak{s}\lambda} = \mathbf{e}^{-\alpha_{\lambda_1}}.$$

Наиболее часто в качестве опорной длины волны принимают  $\lambda_1 = 0,554$  мкм, при которой человеческие глаза обладают максимальной видностью. При этом коэффициенты прозрачности и рассеяния определяют через численное выражение метеорологической дальности видимости, т. е. расстояния, на протяжении которого от L = 0 до  $L_{\rm HNZ}$  визуальный контраст *K* для человеческих глаз уменьшается со 100 до 2 %. Последняя меньшая величина визуального контраста при наблюдении удаленного больщого темного предмета

на равномерном атмосферном фоне является порогом контрастной чувствительности глаз человека. Следовательно, отношение визуальных кажущихся контрастов, исходя из которого определяется метеорологическая дальность видимости в дымке, запишется в следующем виде:

$$K_{L=L_{\text{BMU}}}/K_{L=0} = 0,02,$$

где  $K_{L=L_{BUR}}$  и  $K_{L=0}$  — кажущиеся визуальные контрасты на дальностях  $L_{\mu N \Pi}$  и L = 0.

Визуальный кажущийся контраст наблюдаемого удаленного темного предмета относительно равномерного фона, удаленного от глаз на такое же расстояние *L*, выражается отношением

$$K = (B_{\phi L} - B_{\iota \iota L})/B_{\phi L},$$

где  $B_{nL}$  и  $B_{\Phi L}$  — кажущаяся визуальная яркость темного предмета и окружающего атмосферного фона, наблюдаемых на удалении  $L^*$ .

Эти кажущиеся визуальные яркости предмета и фона меньше действительной яркости последних вследствие того, что слой воздуха между наблюдателем и предметом толщины L образует атмосферную дымку, яркость которой, взаимодействуя с яркостью предмета и фона, понижает их визуальную контрастность.

Если предмет наблюдения достаточно черный, то его действительная яркость  $B_{\pi L} = 0$ . Такую яркость темного предмета можно наблюдать на близком расстоянии, когда  $L \approx 0$  и яркость рассеянного света в слое атмосферы между глазом и предметом настолько мала, что она не воспринимается глазом. Основной характеристикой яркости атмосферной дымки обычно считают яркость рассеянного в дымке света  $B_{L=\infty}$ , создаваемую бесконечным по толщине слоем воздуха. Тогда визуальную яркость темного предмета  $B_{\pi. вид}$ в атмосферной дымке на метеорологической дальности видимости  $L_{вид}$  можно выразить через величины  $B_{L=\infty}$  и  $L_{вид}$  и коэффициент прозрачности дымки  $\theta_{\pi}$  для опорной длины волны  $\lambda_1 = 0,554$  мкм уравнением

$$B_{\Pi, \text{ BHR}} = B_{L=\infty} (1 - \theta_{\pi}^{L \text{ BHR}}).$$

Обычно оценка метеорологической дальности видимости проводится на горизонтальных трассах, когда предмет наблюдается на фоне неба над горизонтом. В этих условиях приближенно принимают, что наблюдаемая яркость фона постоянна на всех дальностях, т. е.  $B_{\Phi L=0} = B_{\Phi. \text{ вид}} = B_{L=\infty}$ . Тогда визуальный кажущийся контраст наблюдения темного предмета на расстоянии метеорологической дальности видимости в атмосферной дымке:

$$K_{L=L_{\mathrm{B}}\mathrm{H}\mathrm{g}} = [B_{L=\infty} - B_{L=\infty} (1 - \theta_{\mathrm{g}}^{L_{\mathrm{B}}\mathrm{H}\mathrm{g}})]/B_{L=\infty} = \theta_{\mathrm{g}}^{L_{\mathrm{B}}\mathrm{H}\mathrm{g}}.$$

Аналогично для дальности наблюдения L = 0 визуальный кажущийся контраст

$$K_{L=0} = (B_{L=\infty} - B_{\Pi L})/B_{L=\infty} = 1 - B_{\Pi L=0}/B_{L=\infty}.$$
  
Так как  $B_{\Pi L=0} = 0$ , то  $K_{L=0} = 1$ .

\* Здесь условно яркость обозначается вместо L буквой В.

Отношение контрастов записывается в следующем виде:

$$K_{L=L_{\rm BHZ}}/K_{L=0}=\theta_{\rm g}^{L_{\rm BHZ}}.$$

Тогда  $\theta_{A}^{L_{BHA}} = \theta_{\lambda_{1}}^{L_{BHA}} = 0,02; L_{BHA} \ln \theta_{\lambda_{1}} = \ln 0,02 = -3,92.$ 

Для опорной длины волны  $\lambda_1 = 0,554$  мкм, соответствующей максимальной видимости человеческого глаза, коэффициент прозрачности при рассеянии в дымке выражается формулой  $\theta_{\lambda 1} = e^{-\alpha_{\lambda 1}}$ . Здесь коэффициент рассеяния выражается формулой  $\alpha_{\lambda 1} = 3,92/L_{\rm BUR}$ , где  $L_{\rm BUR}$  — метеорологическая дальность видимости, оцениваемая путем наблюдения двумя глазами на горизонтальной трассе большого темного практически черного предмета. Величина  $L_{\rm BUR}$  обычно известна из метеорологических сводок.

Так как рассеянный в дымке поток лучистой энергии согласно формуле В. В. Шулейкина обратно пропорционален длине волны, то можно написать зависимость

$$\alpha_{\lambda_1}/\alpha_{\lambda} = \Phi_{\mathfrak{I},\mathfrak{n}|1}/\Phi_{\mathfrak{I},\mathfrak{n}|1} = (\lambda/\lambda_1)^p,$$

Отсюда следует, что для данного размера частиц произведение коэффициента рассеяния лучистой энергии на мелких инородных частицах, в частности в дымке, на соответствующую длину волны  $\lambda$  в степени p есть величина постоянная. Запишем это важное положение о рассеянии лучистой энергии на инородных частицах в следующем виде:

$$\alpha_{\lambda_1\lambda_1^p} = \alpha_{\lambda_2}\lambda_2^p = \ldots = \alpha_{\lambda}\lambda^p.$$

Здесь p — показатель В. В. Шулейкина (см. табл. 2.3), а  $\lambda_1 = 0.554$  мкм.

Таким образом, если для данной дымки известны метеорологическая дальность видимости  $L_{\text{вид}}$  и средний размер частицы d, то можно найти коэффициент рассеяния  $\alpha_{\lambda 1}$  для излучения опорной длины волны  $\lambda_1$ , а затем — коэффициент рассеяния  $\alpha_{\lambda}$  для лучистой энергии любой другой длины волны. Коэффициент прозрачности  $\theta_{\lambda \pi}$  при рассеянии на инородных частицах в дымке для лучистой энергии длины волны  $\lambda$  выражается формулой

$$\theta_{\lambda \pi} = e^{-(3.92/L_{BH})(0.554/\lambda)^p},$$

где р выбирается по табл. 2.3.

Элементарный лучистый поток с длиной волны  $\lambda$  в малом интервале  $d\lambda$ , прошедший через дымку вдоль канала связи на дальность L при влиянии рассеяния на инородных частицах, определяется по итоговой формуле экспоненциального закона

$$d\Phi_{\mathfrak{s}\lambda\mathfrak{g}}(L) = \Phi_{\mathfrak{s}\lambda}\theta^L_{\lambda\mathfrak{g}}\,d\lambda = \Phi_{\mathfrak{s}\lambda}\tau_{\lambda\mathfrak{g}}\,d\lambda,$$

где  $\Phi_{\partial\lambda}$  — спектральный поток лучистой энергии длины волны в канале связи у цели;  $\tau_{\lambda q}$  — коэффициент пропускания атмосферы вдоль канала связи дальностью L для лучистой энергии длины волны  $\lambda$  при рассеянии на инородных частицах в дымке.

Для нахождения суммарного потока  $\Phi_{\mathfrak{d},\mathfrak{n}}(L)$  излучения в заданном диапазоне длин волн, прошедшего через дымку вдоль канала связи дальностью L при рассеянии на инородных частицах, необходимо просуммировать по всему диапазону элементные электромагнитные потоки.

В литературе для расчета коэффициента ослабления лучистой энергии с длиной волны  $\lambda$  в дымке без учета избирательного поглощения иногда рекомендуется отношение  $\alpha_{\lambda}/\alpha_{\lambda 1} = (0,554/\lambda)^4$ . Эта формула выражает частный случай рекомендуемого закона рассеяния лучистой энергии на инородных частицах, выведенного на основании формулы В. В. Шулейкина. Эта формула написана на основании закона Рэлея, который полагает рассеяние обратно пропорциональным четвертой степени длины волны, и справедлива только для частиц с d = 0,07 мкм, когда показатель В. В. Шулейкина p = 4 (см. табл. 2.3). Следовательно, она не обеспечивает расчет  $\alpha_{\lambda}$  для реальной дымки, в которой инородные частицы в виде капель могут иметь размеры до 1 мкм. Большая погрешность этой формулы подтверждается и тем, что она рекомендуется [6] для дальности видимости  $L_{вид} > 10$  км. Авторы [6] считают при дальности видимости 10 км погоду ясной, когда дымка отсутствует.

Представление о дальности видимости и прозрачности атмосферы в диапазоне видимого излучения при различных ее состояниях дает табл. 2.4.

Таблица 2.4

Балл по коду	Дальность видимости L <sub>вид</sub> , км	Состояние атмосферы	Коэффициент прозрачности θ, км <sup>-1</sup>
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 10	0,050,20,512410205050150 270	Очень сильный туман Сильный туман Средний туман Слабый туман Очень сильная дымка Сильная дымка Слабая дымка Удовлетворительная видимость Хорошая видимость Исключительная видимость Идеальная атмосфера	0,0004 0,02 0,14 0,38 0,67 0,82 0,92 0,99

Коэффициенты прозрачности атмосферы в диапазоне видимого излучения

Туманом принято называть такое состояние насыщенной водяными каплями атмосферы, при котором дальность видимости человеческого глаза не превышает 800 ... 1000 м. Туман образуется при охлаждении влажного теплого воздуха вследствие конденсации паров воды. Теплый воздух охлаждается или при быстром охлаждении поверхности земли вследствие теплового излучения в верхние слои атмосферы в ясную погоду, или при вторжении теплых масс воздуха в пространство с низкой температурой. Рис. 2.15. Экспериментальная зависимость интенсивности рассеянного света

В литературе приводятся разные диапазоны размеров капель тумана. При этом наиболее мелкие капли тумана характеризуются размером от 0,1 до 0,5 мкм, а в качестве верхнего предела указываются значения от 50 до 100 мкм. Безусловно эта противоречивость свя-

*Размёр инородных частиц в жкм* условно эта противоречивость связана с тем, чго и в действительности в зависимости от местных условий туманы могут быть очень разными. Более того, даже в массе одного тумана вследствие местных неоднородностей могут быть самые различные по размеру капли воды. Мелкие капли воды, характерные для атмосферы с дымкой, могут содержаться и в тумане среди крупных капель, так как природа тумана и дымки одинакова и точной границы между ними в действительности не существует. Аналогично в природе не существует точной границы между размерами мелких капель дождя и крупных капель тумана, так как последние различимы невооруженным глазом и выпадают на землю в виде водяных осадков. Однако целесообразно для определения тумана принять характеристики, отражающие мнение большинства специалистов в области метеорологии.

Подавляющее большинство капель тумана при положительных температурах имеет размер от 7 до 15 мкм, а при отрицательных температурах — от 2 до 5 мкм. Количество капель в 1 см<sup>3</sup> атмосферы равно при сильном тумане 100 ... 600, а при слабом — 80 ... 100, в то время как для дымки это число не превышает 100 ... 40 шт. В качестве условного наименьшего размера капель тумана целесообразно принять величину диаметра частиц в дисперсионной среде d = 1 мкм, близкую к установленной В. В. Шулейкиным величине d = 1,2 мкм, выше которой интенсивность рассеяния световой энергии на инородных частицах не зависит от длины волны. Кроме того, эта величина соответствует максимуму экспериментальной кривой рассеяния световой энергии в зависимости от размера частиц дисперсной фазы (рис. 2.15). Из графика видно, что, во-первых, интенсивность рассеяния света на инородных частицах максимальна при их размере, близком к граничному размеру Шулейкина (d = 1, 2 мкм), и, во вторых, интенсивность рассеяния для двух разных размеров частиц, т. е. для двух различных степеней дисперсности среды, может быть одинакова. Это кажущееся аномальным явление впервые объяснено чл.-корр. АН СССР Н. Н. Андреевым и использовано им при составлении формулы для расчета интенсивности рассеяния на крупных инородных частицах.

Раздробление вещества дисперсной фазы на частицы, значительно меньшие длины волны, т. е. подчиняющиеся в рассеянии лучистой энергии закону Рэлея, приводит к уменьшению потерь энергии на рассеяние в данном веществе. Это происходит потому, что в данном



случае рассеяние лучистой энергии является следствием главным образом дифракции на мелких частицах и пропорционально квадрату их объема. Если частицы в веществе по размеру больше длины волны, то рассеяние лучистой энергии происходит главным образом за счет отражения и, следовательно, его интенсивность пропорциональна не квадрату объема частиц, а их поверхности. При крупных частицах то же количество вещества раздробляется на меньшее число частиц, что приводит к сокращению общей рассеивающей поверхности частиц, а следовательно, и к уменьшению рассеяния лучистой энергии на частицах дисперсной фазы.

Формулу А. А. Андреева можно записать в следующем виде:

$$\Phi'_{\mathfrak{I}, \mathfrak{p}, \mathfrak{T}} = N_0 S k_1 \Phi_{\mathfrak{I}},$$

где  $\Phi_3$  — поток лучистой энергии, выходящий от цели вдоль канала связи;  $\Phi'_{3 p, r}$  — поток лучистой энергии, рассеянный в тумане частицами, бо́льшими длины волны, на единичной длине пути;  $N_0$  — число частиц тумана в единице объема атмосферы; S — площадь нормальной к направлению потока лучистой энергии поверхности частицы;  $k_1$  — коэффициент пропорциональности.

Практическое применение формулы Н. Н. Андреева требует знания числовых значений коэффициента пропорциональности k<sub>1</sub>.

Академик В. В. Шулейкин, предполагая, что концентрация крупных рассеивающих инородных частиц не настолько велика, чтобы учитывать вторичное, третичное и высших порядков рассеяние лучистой энергии, вывел формулу для расчета элементарного лучистого потока рассеяния на крупной частице

$$\Phi'_{3, pi} = \Phi_{3i} \pi r^2 \cdot 10^{-8} W_{3, p} / W_{3}$$

где  $W_{3}$  — лучистая энергия, падающая на перпендикулярное направлению потока экваториальное сечение частицы;  $W_{3. p}$  — лучистая энергия, рассеянная частицей во всех направлениях; r — радиус частицы в мкм;  $\Phi_{3i}$  — поток лучистой энергии, падающий на 1 см<sup>2</sup> нормальной к направлению потока поверхности среды, при условии, что 1 см<sup>3</sup> среды содержит  $N_{0}$  крупных рассеивающих частиц;  $10^{-8}$  — множитель, необходимый в связи с тем, что радиус частицы выражен не в сантиметрах, а в микрометрах.

В слое атмосферы толщиной dL на каждый квадратный сантиметр сечения потока приходится  $N_0 dL$  частиц, поэтому элементарное рассеяние лучистого потока на пути dL см равно

$$d\Phi'_{\mathfrak{s}, \mathfrak{p}, \mathfrak{l}} = -\Phi_{\mathfrak{s}i}\alpha_{\mathfrak{p}, \mathfrak{r}, \mathfrak{l}} \, dL,$$

где  $\alpha_{p. \tau i}$  — коэффициент рассеяния лучистой энергии на крупных частицах тумана или другой замутненной среды в элементарном объеме на пути в 1 см, который выражается формулой

$$\alpha_{\rm p. \ ri} = N_0 \pi r^2 \cdot 10^{-8} W_{\rm s. \ p} / W_{\rm s.}$$

Принимая закон аддитивности, т. е. считая эффект действия множества частиц тождественным сумме действия всех отдельно взятых частиц, В. В. Шулейкин пришел к выводу, что пространствен-





Рис. 2.16. Зависимость величины отношения  $W_{\mathfrak{d}, p}/W_{\mathfrak{d}}$  от  $2\pi r/\lambda$ 

Рис. 2.17. Зависимость коэффициента от длины волны излучения и радиуса капель тумана

ный коэффициент рассеяния энергии выражается той же зависимостью, которая справедлива для коэффициента рассеяния одной крупной частицы из рассматриваемого множества. Следовательно, величина лучистого потока  $\Phi_{3. p. \tau}$ , прошедшего через атмосферу вдоль канала связи на дальность L км при рассеянии на крупных инородных частицах в тумане, выразится формулой

$$\Phi_{\mathfrak{s}, p. r} = \Phi_{\mathfrak{s}} \mathbf{e}^{-\alpha} \mathbf{p}. \mathbf{r}^{L}$$
  
или  $\Phi_{\mathfrak{s}, p. r} = \Phi_{\mathfrak{s}} \theta_{r}^{L} = \Phi_{\mathfrak{s}} \tau_{r},$ 

где  $\alpha_{p.r} = N_0 \pi r^2 \cdot 10^{-8} W_{9.p} / W_9$  — пространственный коэффициент рассеяния лучистой энергии в тумане на пути в 1 км;  $\theta_r = e^{-N_0 \pi r^2 \cdot 10^{-8} W_9 \cdot p / W_9}$  — коэффициент прозрачности атмосферы в тумане на единичном пути L = 1 км;  $\tau_r = \theta_r^L$  — коэффициент пропускания атмосферы в тумане вдоль канала связи длиной L км.

Величина отношения  $W_{\mathfrak{d},p}/W_{\mathfrak{d}}$  представлена В. В. Шулейкиным в виде графической зависимости в логарифмических координатах, где по оси абсцисс отложена величина  $2\pi r/\lambda$ , характеризующая средний размер частиц в среде и длину волны проходящего излучения (рис. 2.16).

Некоторые авторы рекомендуют применять для расчета коэффициента прозрачности тумана формулу И. Страттона и Г. Хоутона

$$\theta_{\mathbf{T}} = \mathbf{e}^{-2\pi r^2 k'} = \mathbf{e}^{-\alpha} \mathbf{p}_{\mathbf{T}},$$

где обозначения  $\theta_{\mathbf{T}}$  и  $\alpha_{\mathbf{p.T}}$  соответствуют принятым выше обозначениям; k' — функция рассеяния, зависящая от размера частиц и длины волны проходящего излучения.

И. Страттон и Г. Хоутон построили пучок кривых (рис. 2.17) функции рассеяния  $k'(\lambda)$  для частиц тумана трех размеров r = 0,5; 1,0 и 2,0 мкм. Анализ этих кривых позволяет прийти к согласующемуся с теорией В. В. Шулейкина выводу о том, что максимальные и соответственно минимальные значения функции рассеяния одинаковы при различных длинах волн излучения, проходящего в тумане,

3 Лазарев Л.П.



Рис. 2.18. Зависимость отношения коэффициента рассеяния в тумане  $\alpha_{1,2}$  при  $\lambda = = 1,2$  мкм к коэффициенту рассеяния  $\alpha_{0,4}$  при  $\lambda = 0,4$  мкм от радиуса частиц

если туман содержит частицы разных размеров, как это всегда бывает на практике.

Однако необходимо отметить, что коэффициент рассеяния лучи-

стой энергии в<sup>7</sup> тумане  $\alpha_{\Gamma, \tau}$  формулы И. Страттона и Г. Хоутона имеет множитель 2. Эта ошибка при расчете рассеяния длинноволнового излучения на инородных частицах тумана приведет к заниженной теоретической прозрачности атмосферы в инфракрасной области.

В действительности так и получается, что при расчете по формуле И. Страттона и Г. Хоутона теоретическая прозрачность тумана оказывается значительно ниже фактической, определенной многократными опытами. На это несоответствие впервые указал в 1942 г. проф. И. А. Хвостиков. В его книге на основании опытов советских ученых приводится график (рис. 2.18), характеризующий прозрачность туманов в зависимости от размера капель и длины волны, и делается вывод о более высокой прозрачности туманов в инфракрасном диапазоне по сравнению со световым. При этом И. А. Хвостиков указывает, что отношение прозрачности тумана в инфракрасном диапазоне с  $\lambda = 1,2$  мкм к прозрачности в видимых лучах с  $\lambda = 0,4$  мкм растет вплоть до капель радиуса 10 ... 12 мкм. И. А. Хвостиков приходит к правильному выводу, что подобные результаты, получаемые на практике весьма часто, находятся в противоречии с теорией И. Страттона, Г. Хоутона.

Однако нельзя полностью согласиться с И. А. Хвостиковым, назвавшим это противоречие указанной выше теории с практикой «кажущимся». Данное им толкование физической природы этого противоречия, что более высокая фактическая прозрачность туманов по сравнению с расчетной объясняется в определенной степени наличием в тумане мелких частичек, кроме крупных, правильно, но нуждается в дополнении положением, сформулированным (стр. 65...66) на основании теории академика В. В. Шулейкина.

Таким образом, для расчета прохождения инфракрасного излучения в тумане рекомендуется применять вместо формул И. Страттона и Г. Хоутона более точные формулы академика В. В. Шулейкина.

#### 2.7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ПРОЗРАЧНОСТИ ТУМАНОВ, ОБЛАКОВ И ДОЖДЯ

Известно, что во многих случаях связь на инфракрасных лучах в тумане успешно осуществлялась на сотни метров и даже на несколько километров. Так, например, еще в 1930 г. при сравнительно низком уровне развития инфракрасной техники можно было зафиксировать в тумане миноносец с помощью инфракрасного излучения на Рис. 2.19. Спектральная прозрачность естественных и искусственных водных туманов

расстоянии до 4 км. Наиболее наглядно прохождение излучений в тумане можно представить, если имеющиеся в литературе данные выразить в виде кривых, отражающих зависимость коэффициента



прозрачности туманов от длины волны (рис. 2.19). Кривая характеризует прозрачность естественного легкого тумана с оптической плотностью 0,14 на 1 км при наличии в тумане водяного пара, явившегося причиной полос поглощения на отдельных участках спектра излучения. Из рассмотрения кривой следует, что коэффициент прозрачности легкого тумана в инфракрасном диапазоне спектра характеризуется величинами 0,7 ... 1,0 (кроме полос поглощения водяного пара), он несколько повышается с увеличением длины волны. Очень важно, что при наличии в легком тумане водяных паров коэффициент его прозрачности при  $\lambda = 3 ... 4$  мкм достигает 0,9, а при  $\lambda = 8 ...$ 12 мкм близок к единице.

Кривые 2...5 построены по данным работ Андерсона, Граната, Гульбурта. Прерывистые графики 2 и 3 построены по результатам исследования искусственных водяных туманов соответственно из мелких и крупных частиц. При этом экспериментально подтверждено, что, во-первых, в инфракрасном диапазоне туман с мелкими инородными частицами прозрачнее тумана с крупными частицами, и, во-вторых, с увеличением длины волны излучения от 0,5 до 1,0 ... 1,2 мкм прозрачность любого тумана существенно возрастает. Последнее положение наглядно подтверждается также кривой 4, соответствующей прозрачности тумана в горных условиях, и кривой 5, характеризующей прозрачность естественных туманов с относительно высоким содержанием воды. При дальнейшем увеличении длины волны инфракрасного излучения в пределах прозрачной атмосферы от  $\lambda = 1,2$  мкм до  $\lambda = 12$ ... 14 мкм во всех туманах также повышается прозрачность, но более замедленно.

Облака представляют собой области атмосферы, насыщенные сконденсированной в капли водой. Они расположены, как правило, на высотах от 1 до 9 км. Кроме того, как указано в разд. 1.1, на высоте 20... 25 км наблюдаются тонкие перламутровые облака и на высоте около 80 км — прозрачные серебристые облака. Так как перламутровые и серебристые облака — относительно редкое явление, то их можно не учитывать при определении среднего наиболее вероятного ослабления лучистой энергии в облаках.

На основании обработки многократных наблюдений различных облаков А. М. Боровиков установил, что облака состоят главным образом из капель с радиусом 5...7 мкм. Такие капли составляют около 50 % всего учтенного в экспериментах кодичества капелек

облаков. Средний размер капель определяется радиусом около 8 мкм и изменяется для разных типов облаков несущественно (от 6,8 до 9,7 мкм). Размеры отдельных капель от 1 ... 4 до 40 ... 70 мкм. Расстояние между каплями изменяется от 1,1 до 1,6 мкм. Водность облаков в относительных единицах равна 8 ... 34 и возрастает от периферии к центру облака. Абсолютная водность изменяется от 0,01 г/м<sup>3</sup> в облаках типа «стратус» до нескольких г/м<sup>3</sup> в низких слоистокучевых облаках. Средняя водность обычных облаков не превышает 0,2 г/м<sup>3</sup>, а для тяжелых облаков она равна примерно 1 г/м<sup>3</sup>.

В облаках, так же как и в тумане, наряду с крупными каплями содержится большое количество субмикроскопических частиц радиусом в десятые доли мкм. Эти мелкие частицы в облаках, так же как и в тумане, положительно влияют на прохождение инфракрасных излучений.

Исходя из изложенного выше можно сделать вывод о том, что облака по своим характеристикам в отношении пропускания лучистой энергии подобны туманам, поэтому для определения прозрачности облаков можно применять все методы, описанные выше при рассмотрении прохождения лучистой энергии сквозь туман.

Анализ результатов экспериментов по определению прозрачности туманов и облаков свидетельствует о большом разнообразии характера их прозрачности, что связано с весьма широкими пределами изменения их структуры в зависимости от местных метеорологических условий и не только при переходе от одного тумана или облака к другому, по и в одном тумане или облаке с течением времени. Поэтому не представляется возможным дать какие-то единые рекомендации о выборе рабочей длины волны канала связи ОЭП, обеспечивающей одинаково хорошие условия прохождения лучистой энергии в туманах и облаках.

Тем не менее можно вполне определенно сформулировать вывод о более высокой прозрачности туманов и облаков в инфракрасной области спектра по сравнению с диапазоном видимого излучения. Наибольшего эффекта в применении инфракрасного излучения в ОЭП при тумане и облачности можно добиться в том случае, если прибор снабдить устройством для автоматического определения основных параметров тумана и облаков и автоматической настройкой канала связи на работу в полосе наилучшей прозрачности.

Дождь — разновидность атмосферных осадков, продукт конденсации содержащегося в воздухе водяного пара, выпадающий из облаков в виде жидких капель с диаметром не менее 100 ... 200 мкм. Рассеяние лучистой энергии на дождевых каплях ввиду их большого по сравнению с практически важными длинами волн светового и инфракрасного излучений размера согласно теории В. В. Шулейкина не зависит от длины волны лучистой энергии, поэтому инфракрасная энергия в смысле рассеяния не имеет существенных преимуществ при прохождении в дожде по сравнению со световой.

Дополнительно к рассеянию лучистая энергия претерпевает в каплях дождя молекулярное селективное поглощение, которое

суммируется с селективным поглощением в парах воды, углекислом газе и озоне.

В табл. 2.5 и 2.6 приводятся данные, характеризующие содержание влаги и ее распределение в атмосфере при различных ее состояниях.

Таблица 2.5

Содержание влаги в водяном паре насыщенного воздуха при различных термодинамических температурах

Температура воздуха, К Содержание водяного пара, г/м <sup>3</sup>	253 1,08	263 2,35	273 4,85	283 9,41	293 17,32	303 30,38	313 51,10	323 82,80
---	-------------	-------------	-------------	-------------	--------------	--------------	--------------	--------------

Таблица 2.6

Состояние влаги в атмосфере

Тип осадков	Радиус капель, мкм	Число капель в 1 см <sup>3</sup>	Среднее расстоя- ние между каплями, см	Содержание воды, мл/м <sup>3</sup>	Осадок, мм/ч
Слабый туман Плотный серый туман Изморось Легкий дождь Умеренный дождь Сильный дождь Очень сильный дождь Ливень	$5 \\ 50 \\ 100 \\ 225 \\ 500 \\ 750 \\ 1050 \\ 1500 \\ 2500$	11,4 200  530  280	0,445 2,1 3,6 7,0 12,3 13,0 13,7 13,8	$\begin{array}{r} 6\cdot 10^{-3}\\ 55,5\cdot 10^{-3}\\ 92,6\cdot 10^{-3}\\ 0,130\\ 0,278\\ 0,833\\ 1,852\\ 5,401 \end{array}$	След 0,05 0,25 1,0 4,0 15,0 40,0 100,0

Из анализа табл. 2.5 и 2.6 следует, что количество воды в дождевых каплях на одинаковый объем атмосферы даже при ливне меньше в несколько раз, чем в парах воды при плюсовых температурах. Еще более заметна эта разница при других осадках и тем более при тумане. Следовательно, селективное молекулярное поглощение в каплях тумана и дождя мало по сравнению с суммарным селективным молекулярным поглощением в парах воды, углекислом газе и озоне. Экспериментальные исследования подтверждают это теоретическое положение тем фактом, что в полосах хорошего селективного пропускания паров воды внезапно начавшийся дождь не приводит к заметному увеличению селективного поглощения, поэтому световое и инфракрасное излучения по отношению к ослаблению в дожде в соответствующих полосах пропускания равноценны.

Если дождь смешан с туманом или дымкой, то инфракрасное излучение проходит лучше светового. Необходимо иметь в виду, что при длительном дожде в районе цели температура ее излучения может понизиться вследствие охлаждающего влияния атмосферной влаги.

#### 2.8. РАССЕЯНИЕ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ ТВЕРДЫМИ ИНОРОДНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Мглой называется помутнение воздуха, вызванное наличием в нем твердых частиц в виде минеральной пыли, продуктов сгорания, органической пыли (пыльца растений, микробы, бактерии, мелкие насекомые) и кристалликов льда и снега. В разд. 2.5 вопрос о содержании твердых частиц в атмосфере уже рассматривался в связи с тем, что они часто являются ядрами конденсации влаги и содействуют образованию дымки и тумана. Но они и сами по себе являются инородными элементами атмосферы, рассеивающими лучистую энергию.

В подавляющем большинстве случаев мгла минерального происхождения образуется крупными частицами, диаметр которых составляет десятки микрометров. В такой мгле, как и при дожде с диаметром капель более 50 ... 60 мкм, инфракрасное излучение и тем более световое проходит очень плохо. Когда видимость во мгле не превышает 100 ... 200 м, нельзя рассчитывать на успешное обеспечение действия канала связи с использованием лучистой энергии. Однако минеральная мгла с крупными частицами вдали от пустынь в средних и высоких широтах Земли, и особенно над морями и океанами, не может распространяться выше 300 ... 600 м и далее 50 ... 70 км от места возникновения и быть долговременной, так как скорость падения частиц на землю пропорциональна квадрату их размера. Скорость  $v_{\rm q}$  в м/с падения частиц в атмосфере определяется формулой

 $v_{\rm u} = 4,15d^2 \cdot 10^8$ 

где *d* — диаметр частицы в см.

Например, средняя по размерам частица сильной мглы с диаметром 50 мкм падает в атмосфере со скоростью  $v_q = 0,1$  м/с. Такая частица при средней скорости ветра в летний период  $v_g < 10$  м/с опустится с высоты 500 м на землю, не пролетев дальше 50 км. Следовательно, сильная мгла серого оттенка с крупными минеральными частицами может быть только в приземном слое. В средних и высоких широтах мгла вообще бывает редко, поэтому она может не учитываться при проектировании канала связи приборов, предназначенных для применения на высотах более 1 ... 2 км в любых широтах, а в средних и высоких широтах Земли также и в приземном слое.

Мгла, возникающая вблизи крупных индустриальных центров, обычно состоит из мелких частиц с диаметром до 1 ... 2 мкм и распространяется по высоте до 500 ... 700 м. Мгла с индустриальными инородными частицами придает освещению местности голубоватый оттенок, а также сообщает восходящему и заходящему за горизонт солнцу багрово-красный цвет. Это объясняется тем, что мгла с мелкими индустриальными частицами лучше пропускает более длинноволновую лучистую энергию, а в видимой области спектра именно красные лучи являются самыми длинноволновыми. Такая мгла пропускает даже видимую лучистую энергию, поэтому она не будет

70

Рис. 2.20. Спектральный коэффициент прозрачности черного искусственного тумана с копотью

серьезным препятствием для прохождения длинноволновых инфракрасных излучений.

Материалов по экспериментальной оценке ослабления инфракрасного излучения мглой с индустриальными частицами в литературе не имеется. Некоторое представление об ослаблении лучистой энергии мглой, в составе которой значительную часть занимает копоть.



может дать график зависимости ослабления излучения черным искусственным туманом с копотью, построенный на базе экспериментов Кюльба (рис. 2.20). Эти эксперименты проведены при длине пути излучения 15 км. В качестве источника излучения использовалась вольфрамовая точечная электрическая лампа накаливания мощностью 400 Вт, установленная в фокусе вогнутого зеркала диаметром 75 см.

Снежной мглой называется замутнение атмосферы, вызванное наличием в воздушной среде кристалликов льда в форме снежинок. Основными видами снежных кристаллов являются пластинчатые со средним диаметром 0,3 ... 2,0 мм и стержневые со средней длиной 0,5 ... 0,8 мм.

Часто основные формы снежных кристаллов соединяются при соударении в воздухе в снежинки различных размеров и форм. Максимальный размер снежинок доходит до 10 мм, а их масса — до 0,2 ... 0,5 г. Во всех случаях размеры снежинок несоизмеримо велики по сравнению с длиной волны видимого света и ближнего и средневолнового инфракрасного излучения, поэтому снежинки являются существенным препятствием на пути лучистой энергии рассматриваемого диапазона. Однако пропускание лучистой энергии снежной мглой зависит не только от размера, но и от количества снежинок в единице объема атмосферы и при малой их концентрации может быть достаточно высоким. Однако снег в широтах до 40 ... 45° бывает редко и даже в такой стране, как СССР, имеющей большие территории в области полярного круга, составляет не более 25 ... 30 % всего годового количества осалков.

Другая форма кристаллов льда в атмосфере, называемая градом, может содержать частицы до нескольких десятков миллиметров и безусловно является серьезным препятствием прохождению лучистой энергии.

Град — явление, весьма редкое и продолжающееся обычно не более нескольких минут, поэтому град при определении средних наиболее вероятных показателей прозрачности атмосферы по отношению к видимому и инфракрасному излучению может не учитываться.

# 2.9. ПОГЛОЩЕНИЕ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ На неоднородных наклонных трассах

На наклонных трассах в атмосфере давление, плотность и температура среды переменны вдоль канала связи. Поглощение излучения характеризуется формой и интенсивностью спектральных линий поглощающего вещества. Форма спектральных линий поглощения вещества зависит от собственных свойств его молекулы, но и является функцией давления и абсолютной температуры среды, а также длины пути излучения в этой среде. Важной характеристикой формы спектральной линии является ее ширина, которая зависит в инфракрасной области излучения, в первую очередь, от взаимодействия и столкновений излучающей или поглощающей молекулы с соседними молекулами. Кроме того, на ширину спектральной линии влияют тепловое движение молекул и время жизни их возбужденного состояния. Коэффициент поглощения лучистой энергии в веществе на основе анализа методом Фурье ряда актов излучения и поглощения отдельными молекулами в периоды между столкновениями выражается формулой

$$\alpha_{\Pi}(\vartheta) = S \Delta \vartheta / [\pi (\vartheta - \vartheta_0)^2 + (\Delta \vartheta)^2],$$

где S — полная интенсивность спектральной линии;  $\Delta \vartheta$  — полуширина спектральной линии;  $\vartheta_{\vartheta}$  — волновое число для центра спектральной линии;  $\vartheta$  — текущее волновое число.

Обусловленное столкновениями молекул уширение (лоренцовское уширение) спектральной линии симметрично относительно центра линии. Спад интенсивности такой спектральной линии на расстоянии, в несколько раз превышающем ее полуширину, обратно пропорционален квадрату частоты.

На основании классической кинетической теории полуширина спектральной линии определяется уравнением

$$\Delta \vartheta = \vartheta_0 \left( p_H / p_0 \right) \left( \Theta_0 / \Theta_H \right)^{1/2},$$

где  $p_0$ ,  $\Theta_0$  и  $p_H$ ,  $\Theta_H$  — давление и термодинамическая температура атмосферы соответственно при стандартных условиях и условиях рассматриваемого ее состояния на высоте *H*. Для атмосферных газов, являющихся основными поглотителями инфракрасного излучения, их парциальное давление всегда много меньше общего давления атмосферы  $p_H$ . В таких условиях это уравнение учитывает изменение давления атмосферы с достаточно высокой точностью.

В квантовой механике установлено, что полуширина спектральной линии пропорциональна давлению. Но наряду с этим выяснено, что зависимость от температуры изменяется при изменении межмолекулярного взаимодействия. Однако в диапазоне изменения температур в плотных слоях атмосферы, где поглощение излучения существенно, этими изменениями зависимости полуширины спектральной линии от температуры можно пренебрегать.
Полуширина спектральной линии  $\Delta \vartheta$ , строго говоря, является суммой лоренцовской полуширины, порожденной столкновениями молекул, и собственной полуширины спектральной линии, являющейся результатом некоторого разброса частот, получающегося при измерениях на строго определенной соответствующей данному переходу частоте. Такая точность измерения возникает неизбежно в связи с тем, что энергия атома, возбужденное состояние которого имеет обязательно конечное время жизни, не может быть принципиально измерена точно. В условиях плотной атмосферы соотношение лоренцовской и собственной полуширины спектральной линии таково, что в задачах инфракрасной техники собственную полуширину спектральной линии можно не учитывать без существенной потери точности.

Вообще существует еще доплеровское уширение спектральной линии, возникающее в связи с прямолинейным движением молекул вдоль направления канала связи. В каждый момент одни молекулы движутся к наблюдателю, а другие — от него. При этом регистрируемая мгновенная частота электромагнитных колебаний зависит от относительного движения молекул в соответствии с влиянием эффекта Доплера. В плотной атмосфере доплеровское уширение спектральной линии мало по сравнению с лоренцовским. Учет доплеровского уширения необходим на высотах более 50 км, где относительно высокие температуры увеличивают доплеровское уширение, а чрезвычайно малое давление атмосферы значительно уменьшает количество столкновений молекул и сильно снижает лоренцовское уширение спектральной линии.

Таким образом, коэффициент поглощения излучения можно рассчитывать, принимая в качестве полуширины  $\Delta \vartheta$  спектральной линии величину, соответствующую лоренцовскому уширению. Δθ более существенно зависит от давления атмосферы, чем от ее термодинамической температуры. Если учесть, что с высотой давление изменяется весьма быстро по степенным зависимостям, а температура - медленно, то при расчете коэффициента поглощения излучения на неравномерных наклонных трассах можно считать важной зависимость поглощения излучения от изменения давления атмосферы вдоль трассы и пренебрегать зависимостью поглощения излучения от изменения на трассе температуры. Исходя из таких предположений рекомендуется рассчитывать поглощение излучения на наклонных трассах, используя данные по расчету и экспериментальному исследованию прохождения лучистой энергии на однородных горизонтальных трассах. Например, даются приближенные формулы, справедливые в широком диапазоне изменения давления и длины трассы [3]. Они найдены на основе комбинации методов, используемых для связи поглощения излучения на однородной горизонтальной и неоднородной наклонной трассах, характеризующихся слабых и сильных спектральных линий поглосочетанием шения.

Когда принятые приближения справедливы для слабых спектральных линий поглощения, то масса поглощающего газа на единицу

площади поперечного сечения для всей длины наклонного канала выражается формулой

$$m_H = \sum_{i=1}^N \int_0^m S_i dm' \bigg| \sum_{i=1}^N S_{iH},$$

где m' — параметр интегрирования; i — номер спектральной линии;  $S_i$  — интенсивность спектральной линии в ее центре;  $S_{iH}$  — интенсивность спектральных линий поглощения на однородной трассе с массой поглощающего газа  $m_H$ , соответствующая определенной термодинамической температуре  $\Theta$  на всей трассе в условиях, когда справедливы принятые приближения для слабых спектральных линий; N — количество поглощающих спектральных линий; H — средняя высота наклонной трассы.

Для равномерной трассы масса *m<sub>H</sub>* поглощающего газа на единицу площади равна произведению плотности газа р на длину канала связи *L*.

Если необходимо провести приближенный расчет поглощения излучения составляющими атмосферы с сильными линиями поглощения, то вместо массы  $m_H$  в основу расчета можно положить величину  $p_H$  давления среды на высоте H при температуре  $\Theta_H$ . Для расчета давления  $p_H$  предложена следующая формула [3]:

$$p = \Theta_{H}^{1/2} \sum_{i=1}^{N} \int_{0}^{m} S_{i} p \Theta^{-1/2} dm' \bigg/ \sum_{i=1}^{N} \int_{0}^{m} S_{i} dm',$$

где величины  $i, S_i, \Theta, \Theta_H, p, N$  и m' имеют те же значения, что и выше.

В смешанных условиях, когда в поглощении излучения участвуют вещества как со слабыми, так и с сильными спектральными линиями, рекомендуется провести расчет параллельно по обеим формулам и окончательный результат выбрать методом интерполяции между двумя параллельно рассчитанными значениями. Проверка методики расчета поглощения излучения на неоднородных наклонных трассах путем подстановки рассчитанных по этим формулам величин массы  $m_H$  и давления  $p_A$  в основные расчетные выражения для поглощения на однородной трассе показала, что результаты справедливы с достаточно высокой достоверностью как для сильных, так и для слабых поглощающих спектральных линий [3].

# Глава 3 ИЗЛУЧЕНИЕ ЦЕЛЕЙ И ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ

## 3.1. ЛУЧИСТАЯ ЭНЕРГИЯ СЕРЫХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Реально существующие в природе предметы не являются идеальными излучателями, т. е. абсолютно черными телами. Для реальных тел суммарная поглощательная способность  $\alpha_{\Theta}$ , равная отношению суммарной поглощаемой телом лучистой энергии  $W_{P, \text{погл}}$  к суммарной лучистой энергии  $W_{P, \text{погл}}$ , падающей на тело при той же термодинамической температуре, отличается от единицы. Наиболее черное из реальных тел — сажа имеет суммарную поглощательную способность  $\alpha_{\Theta} = 0.85...0.99$ .

Величина  $\alpha_{\Theta}$  выражается формулой  $\alpha_{\Theta} = W_{2, \text{ погл}}/W_{2, \text{ погл}}$ 

Все реальные тела, способные излучать энергию, называются в отличие от идеального излучателя нечерными телами. Излучение нечерных тел зависит от их физических свойств и может содержать в себе лучистую энергию всего спектра длин волн или только какой-то его определенной полосы.

Серым телом называется тепловой излучатель, имеющий относительное распределение энергии по спектру длин волн, одинаковое с относительным распределением энергии по спектру длин волн идеального излучателя при той же температуре. Различие между серым и идеальным излучателем при одинаковой температуре выражается в более низкой у первого по сравнению со вторым излучательной способности для каждой длины волны и для всего спектра лучистой энергии.

Основной характеристикой серого излучателя является коэффициент излучения или суммарная излучательная способность  $\varepsilon_{\Theta}$ , равная отношению его суммарной энергетической яркости  $L_{{}_{3\Theta c}}$  к суммарной энергетической яркости  $L_{{}_{3\Theta c}}$  идеального излучателя при той же температуре:  $\varepsilon_{\Theta} = L_{{}_{3\Theta c}}/L_{{}_{3\Theta u a}}$ .

Суммарная излучательная способность тела  $\varepsilon_{\Theta}$  согласно закону Кирхгофа пропорциональна его суммарной поглощательной способности  $\alpha_{\Theta}$ , зависящей от свойств и температуры тела. Эту пропорциональность можно выразить уравнением  $\varepsilon_{\Theta} = \alpha_{\Theta}\varepsilon_{\Theta \mu q}$ , где  $\varepsilon_{\Theta \mu q}$  универсальная функция Кирхгофа, равная в данном случае суммарной излучательной способности идеального излучателя при температуре  $\Theta$ .

Если суммарная интенсивность серого излучателя отличается от интенсивности идеального излучателя постоянным множителем  $\sigma_c$ , не зависящим от длины волны лучистой энергии, то для серого излучения можно использовать все законы идеального излучения, введя в соответствующие формулы коэффициенты.

Формула закона Стефана — Больцмана для серого излучателя запишется в следующем виде:  $M_{3\Theta c} = \sigma_c \Theta^4$ , где  $M_{3\Theta c}$  — суммарная энергетическая светимость (плотность излучения) серого излучателя с термодинамической температурой  $\Theta$ .

Суммарные излучательные способности идеального и реального серых излучателей, поверхности которых могут считаться матовыми и подчиняющимися закону Ламберта, можно сравнить с помощью отношения суммарной энергетической светимости  $M_{\rm э\Theta c}$  серого излучателя к суммарной энергетической светимости  $M_{\rm э\Theta ud}$  идеального излучателя при той же температуре. Тогда

$$M_{\mathfrak{s}\Theta \mathbf{c}}/M_{\mathfrak{s}\Theta_{\mathfrak{H}\mathfrak{a}}} = \sigma_{\mathbf{c}}/\sigma = \varepsilon_{\Theta}.$$

Величина  $\varepsilon_{\Theta}$  отношения суммарной энергетической яркости  $M_{3\Theta c}$  серого излучателя к суммарной энергетической яркости  $M_{3\Theta u d}$  идеального излучателя при одинаковой температуре, равная отношению

их суммарных энергетических светимостей при той же  $\Theta$ , называется коэффициентом излучения серого излучателя, или суммарной излучательной способностью, или степенью черноты серого излучателя. Тогда суммарная энергетическая светимость серого излучателя выражается через постоянную Стефана — Больцмана и термодинамическую температуру формулой  $M_{\rm э\Theta c} = \varepsilon_{\Theta} \sigma_{\Theta}^{4}$ .

Если излучение с поверхности серого тела не подчиняется закону Ламберта, то величина  $\Theta$  соответствует суммарной излучательной способности по нормали к поверхности, поэтому величина  $\varepsilon_{\Theta}$  называется также суммарной излучательной способностью или коэффициентом нормального излучения реальных тел. Числовые значения коэффициента излучения  $\varepsilon_{\Theta}$  приведены в табл. 3 и 4 приложения.

Из рассмотрения этих таблиц можно сделать вывод о том, что коэффициент излучения непрозрачных материалов в первую очередь определяется свойствами их поверхности. Изменение свойств поверхности приводит для одного и того же материала к существенному изменению его излучательной способности. Например, из табл. 4 следует, что при одинаковой температуре 423 К сталь может иметь в зависимости от состояния ее поверхности коэффициент нормального излучения от 0,11 (полированная до блеска) до 0,60 (холоднокатаная чистая). Алюминий при температуре 373 К изменяет свой коэффициент нормального излучения более чем в 2 раза от 0,07 (листовой с грубой поверхностью) до 0,18 (полированный).

Зависимость излучательной способности материалов от их температуры весьма разнообразна. В отдельных случаях величина  $\varepsilon_{\Theta}$ практически не зависит от температуры излучателя (бериллий, титан, специальная алюминиевая краска после нагрева до температуры 600 К, тусклая латунная пластина и др.). В некоторых случаях суммарная излучательная способность с температурой возрастает весьма быстро (оксидированная латунь, холоднокатаная чистая сталь и др.) или медленно (стекло ковекс D, никель и др.). Но иногда увеличение температуры излучателя приводит к снижению суммарной излучательной способности материала (цинк, полированный алюминий, уголь, полированная или расплавленная медь и др.) или к ее немонотонному изменению (серебро, стекло нонекс, полированный алюминий и др.). Некоторые металлы, полированная поверхность которых с течением времени окисляется и тускнеет, не имеют стабильной во времени излучательной способности даже при постоянной температуре, например, олово, серебро, медь, луженое листовое железо.

Неоднородные материалы обладают суммарной излучательной способностью, зависящей от толщины покрывающей пленки, свойств органических растворителей, свойств наполнителей и структуры краски и других особенностей веществ, составляющих материал. В качестве примеров таких неоднородных материалов излучателей можно назвать анодированный алюминий, лакированные поверхности, окрашенную пленку, травленые поверхности, поверхности, покрытые масляными красками. Суммарная излучательная способность веществ, оптически активных для лучистой энергии излучаемого диапазона длин волн, существенно зависит от толщины излучателя в направлении потока излучения.

Из анализа табл. 3 и 4 приложения можно прийти также к весьма важному выводу для решения задач по созданию ОЭП: при обычных для земной поверхности и атмосферы в пределах высот до 150...200 км температурах от 470 до 725 К большую группу реальных тел (земля, растительный покров Земли, вода, лед, кирпичные, бетонные и каменные сооружения, пигментные краски любого цвета, одежда, стекло, дерево, кожа человека и животных) можно рассматривать в качестве серых излучателей, близких к идеальным. Исключением из этой группы серых тел являются полированные поверхности всех металлов, а также свежеобработанные резанием, шлифованием, прокаткой поверхности алюминия, олова, платины, серебра, золота, меди, латуни, молибдена, никеля, хрома, вольфрама, а также поверхности ртути и специальной алюминиевой краски после обработки нагревом до 600 К.

Полированные металлы и металлические краски имеют, как правило, относительно меньшую суммарную излучательную способность во всех условиях.

Существенная разница в излучательной способности металлических и пигментных красок вызвана принципиальным различием в поглотительном и рассеивающем свойствах их наполнителей, по-разному влияющих на изменение поглощения органических растворителей. Последние в чистом виде вообще являются сильно поглощающими, а следовательно, и сильно излучающими в инфракрасной области средами потому, что собственные частоты колебаний молекул их основных химических составляющих — соединений углерода с водородом типа СН, СН<sub>2</sub>, СН<sub>3</sub> — и других расположены в области, ссответствующей спектральному диапазону длин волн от 3 до 15 мкм.

Металлический наполнитель влияет на поглощение органических растворителей вследствие того, что его частицы представляют собой в основном мельчайшие пластинки, самопроизвольно располагающиеся в процессе окраски вдоль поверхности окрашивающей пленки. По этой причине падающее на окрашивающую пленку излучение рассенвается избирательно, главным образом назад во внешнюю среду так, что путь лучистой энергии в органическом растворителе, а следовательно, и ее суммарное поглощение оказываются минимальными. В этих условиях суммарная излучательная способность металлических красок, естественно, также минимальна.

Наполнитель пигментных красок имеет в основном зернистую структуру и рассеивает падающую лучистую энергию во всех направлениях и многократно, существенно увеличивая при этом длину пути лучей в среде пленки органического растворителя. При этом увеличиваются суммарная поглощательная и излучательная способность окрашивающей пленки с пигментным наполнителем. Спектральным, монохроматическим или селективным излучателем называется такой, у которого излучательная способность имеет ограниченное число ярко выраженных максимумов, существенно зависящих от свойств и температуры излучателя и соответствующих определенным узким интервалам длин волн излучения.

Излучательная способность такого излучателя называется спектральной. В литературе также применяются для обозначения спектрального излучателя и спектральной излучательной способности термины — монохроматический и селективный.

Спектральным коэффициентом излучения, или спектральной излучательной способностью  $\varepsilon_{\lambda\Theta}$  излучателя является отношение спектральной плотности энергетической яркости  $l_{\lambda\Theta}$  данного источника излучения к спектральной плотности энергетической яркости  $l_{\lambda\Theta\mu\mu}$  идеального излучателя при тех же термодинамической температуре, длине волны и направлении излучения:

$$\varepsilon_{\lambda\Theta} = l_{\lambda\Theta}/l_{\lambda\Theta}$$
ид.

Связь спектральной излучательной способности  $\varepsilon_{\lambda\Theta}$  со спектральной поглощательной способностью  $a_{\lambda\Theta}$  того же спектрального излучателя согласно закону Кирхгофа выражается формулой

#### $\varepsilon_{\lambda\Theta} := a_{\lambda\Theta}\varepsilon_{\lambda\Theta}a_{\mu\mu},$

где  $\varepsilon_{\lambda\Theta ng}$  — универсальная функция Кирхгофа  $f(\lambda, \Theta)$ , равная спектральной излучательной способности идеального излучателя при температуре  $\Theta$ .

Для реальных спектрального и идеального излучателей, поверхности которых могут считаться диффузно-излучающими и подчиняющимися закону Ламберта, величина спектрального коэффициента излучения или спектральной излучательной способности, или спектральной степени черноты нормального излучения  $\varepsilon_{\lambda\Theta}$  выражается следующей формулой:

$$\varepsilon_{\lambda\Theta} = m_{\lambda\Theta}/m_{\lambda\Theta}$$
ид,

где  $m_{\lambda\Theta}$  и  $m_{\lambda\Theta$ нд} — спектральная плотность энергетической светимости реальных спектрального и соответственно идеального излучателей при одинаковых температуре и элементарном участке спектра Длин волн.

Реальный спектральный излучатель излучает лучистую энергию главным образом в определенных полосах или линиях спектра, а вообще может иметь малое излучение и в других участках или во всем спектре. Спектральный излучатель, излучающий лучистую энергию очень интенсивно только в одной узкой линии спектра излучения, называется монохроматическим.

В подавляющем большинстве спектральные излучатели являются искусственными. Из естественных излучателей к спектральным можно отнести некоторые звезды, имеющие относительно сильное излучение в полосе ультрафиолетовой части спектра.

Одним из наиболее вероятных при работе инфракрасных приборов самонаведения спектральных источников излучения является реактивный двигатель самолетов и ракет, имеющий резкий максиРис. 3.1. График спектральной излучательной способности идеального и реального излучателей: — спектральная относительная излучательная способность

мум излучения в сравнительно узкой полосе спектра шириной до 0,3...0,4 мкм.

На рис. 3.1 приведены графики, характеризующие в относительных единицах спектральную излучательную способность идеального излучения 1, серого излучателя 2, спектральных излучателей вольфрама 3 и факела керосинового реак-



тивного двигателя 4, а также кривые спектральной относительной излучательной способности серого и спектрального излучателей — угля 2' и вольфрама 3'.

По оси ординат в относительных единицах для кривых 1...4 отложена спектральная излучательная способность  $\varepsilon_{\lambda\Theta}$ , а для кривых 2' и 3' — спектральная относительная излучательная способность  $\varepsilon_{\lambda\Theta}/\varepsilon_{\lambda\Theta\mu_{d}}$ .

Температура идеального и серого излучателей и вольфрама равна 2450 К. Следовательно, максимумы их излучения согласно закону смещения Голицына — Вина расположены при  $\lambda_{max} =$ = 1,2 мкм. Максимумы излучения факела реактивного двигателя расположены на длинах волн 2,7 и 4,3 мкм. Спектральный характер излучения факела очевиден, поэтому кривая его спектральной относительной излучательной способности не приводится.

График спектральной относительной излучательной способности серого тела 2' представляет собой прямую, параллельную оси абсцисс, что подтверждает подобие спектрального распределения серого и идеального излучателей.

Кривая спектральной относительной излучательной способности вольфрама З' является монотонно убывающей, что характеризует данный излучатель как спектральный с относительным максимумом, сдвинутым по сравнению с идеальным излучателем в направлении коротковолновой световой лучистой энергии. Вследствие этого вольфрам часто применяется в излучателях световой энергии — лампах накаливания. Однако он может использоваться и в качестве излучателя в близкой инфракрасной области, где его спектральная излучательная способность достигает 0,25...0,45.

Смещение максимума спектральной относительной излучательной способности в область коротких волн, показанное на примере вольфрама, характерно в той или иной степени для подавляющего большинства металлов. При низких температурах, обычных для поверхности Земли и ближайшей атмосферы, это смещение максимума спектральной относительной излучающей способности металлов тоже имеет место, но кривые этой функции являются более плоскими. При дальнейшем снижении температуры металлов кривые их спектральной относительной излучающей способности вырождаются в прямые, параллельные оси абсцисс. Это означает, что металлы при определенных условиях из спектральных излучателей превращаются в серые.

Необходимо также иметь в виду, что вследствие особенностей физических свойств некоторые материалы при определенных условиях, оставаясь суммарными излучателями, превращаются из серых в идеальные. Это происходит тогда, когда с изменением температуры вещество из непрозрачного превращается в прозрачное либо по всему спектру излучения, либо на каком-то его участке. В последнем случае вещество может рассматриваться как серый излучатель в частотах спектра лучистой энергии, за исключением участка, в котором оно прозрачно. Примером такого вещества является оптическое стекло, содержащее SiO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, PbO.

При нормальных для оптических приборов толщинах оно непрозрачно в инфракрасной области спектра на длинах волн  $\lambda > 2,0...2,5$  мкм, если его температура не превышает пределы, обычные для условий эксплуатации внутренних оптических деталей приборов (не более 400 K). В этих условиях стекло в инфракрасной области  $\lambda > 2,0...2,5$  мкм сильно поглощает и является не серым, а идеальным излучателем. Наоборот, является серым излучателем стеклянное тело, нагретое до температуры свечения, примерно равной 950 K, т. е. заведомо большей указанного выше предела. Такое тело излучает большую часть энергии в инфракрасной области, где оно непрозрачно. В видимой области спектра данное тело полупрозрачно и поэтому имеет незначительное по сравнению с суммарным излучение. Это незначительное видимое излучение, однако, вполне достаточно, чтобы глаз воспринимал тело светящимся.

Для конструктора из изложенного выше полезно сделать вывод о том, что оптические материалы с подобными свойствами неприменимы в оптических деталях приборов наведения, если эти детали подвержены высокотемпературному аэродинамическому нагреву вследствие взаимодействия внешних поверхностей ЛА и воздушной среды или под влиянием теплопередачи от раскаленных деталей и газовых струй двигателей. Такими оптическими деталями в первую очередь являются обтекатели, прозрачные в инфракрасной области.

Многие материалы имеют различный коэффициент излучения и спектральную излучательную способность при разных длинах волн даже при одинаковой температуре их нагревания. В табл. 5 приложения приведены данные о спектральной излучательной способности важнейших конструктивных материалов при нормальной температуре 295 К в диапазоне инфракрасного излучения от 1 до 14 мкм, где атмосфера удовлетворительно пропускает лучистую энергию. Спектральная излучательная способность металлов, являющихся проводниками, при увеличении длины волны канала связи значительно уменьшается. Например, при изменении рабочей длины волны от 1 до 14 мкм  $\varepsilon_{\alpha\theta}$  уменьшается для золота и кадмия примерно в 30 раз, для железа и стали — в 7...9 раз, для вольфрама и алюминия — в 10...13 раз. Наоборот, у диэлектриков величина спектральной излучательной способности  $\varepsilon_{\lambda\theta}$  с увеличением рабочей длины волны канала связи в основном возрастает, хотя и не во всех

80

Рис. 3.2. График спектральной излучательной способности материалов:

1 — глина ( $\Theta$  = 363 К); 2 — динас ( $\Theta$  = 373—673 К); 3 — грунт из песка, глины, известняка ( $\Theta$  = = 363 К); 4 — мелкая галька ( $\Theta$  = = 363 К); 5 — оргстекло полированное ( $\Theta$  = 363 К); 6 — алюминиевый сплав, покрытый пентафталевым лаком ( $\Theta$  = 363 К); 7 алюминиевый сплав матовый ( $\Theta$  = = 383 К); 8 — пержавеющая сталь ( $\Theta$  = 383 К); 9 — алюминиевый сплав гладкий ( $\Theta$  = 383 К)

случаях монотонно. Это положение наглядно иллюстрируется графиком



на рис. 3.2 [9]. В этом графике особое место занимает кривая 6, характеризующая  $\varepsilon_{\lambda\Theta}$  для алюминиевого сплава, покрытого диэлектриком пентафталевым лаком. В этом случае кривая не является монотонно убывающей, как для матового алюминиевого сплава [7], а имеет ряд резких максимумов и минимумов, сохраняя в целом тенденцию к увеличению  $\varepsilon_{\lambda\Theta}$  с ростом длины волны. Это объясняется тем, что решающую роль в характере излучения алюминиевого сплава, покрытого пентафталевым лаком, играет покрытие. Оно действует как нагретый излучатель и как фильтр в излучении нагретого алюминиевого сплава.

Излучательная способность металлов при возникновении на их поверхности оксидных пленок в результате нагревания до температур порядка 800...1500 К, что соответствует возможным температурам аэродинамического нагревания обшивки ЛА, существенно изменяется. Например, создание оксидной пленки на поверхности алюминия за счет нагревания до 870 К с 15-минутной выдержкой увеличивает суммарную излучательную способность примерно в три раза. Покрытие оксидной пленкой нержавеющей стали путем нагревания до 1400 К и 15-минутной выдержки приводит к повышению суммарной излучательной способности до 0,85...0,95 вместо 0,1...0,2 при температурах до 400 К (см. табл. 4 приложения и [7]).

Излучательная способность материалов зависит от качества обработки излучающей поверхности. Так, например, сталь с различно обработанной поверхностью: чистая холоднокатаная, полированная шерстью, травленая, полированная до блеска при одинаковой температуре 425 К имеет суммарную излучательную способность соответственно 0,60; 0,46; 0,35 и 0,11. Чем выше качество поверхности, тем ниже излучательная способность. Для условий, когда высота выступов шероховатости поверхности превышает в несколько раз длину волны излучения, коэффициент излучения, определяется формулой [7]

 $\varepsilon_{\Theta_{\text{IIII}}} = \varepsilon_{\Theta} [1 + 2.8 (1 - \varepsilon_{\Theta})^2],$ 

структура которой определена теоретически исходя из закона косинусного излучения, согласно которому количество энергии, излуча-

емой под углом  $\varphi'$  к нормали, пропорционально соз  $\varphi'$ . Коэффициент 2,8 найден экспериментально. Опытная проверка этой формулы на базе нихрома, никелькобальтового сплава нержавеющей стали, латуни и алюминия дала удовлетворительные результаты.

Графический метод определения излучательной способности излучателей позволяет с помощью спектральных кривых энергетической светимости (см. рис. 3.1) определять коэффициент излучения  $\varepsilon_{\Theta}$  излучателей, а также их спектральный коэффициент излучения  $\varepsilon_{\lambda\Theta}$  в любом интервале длин волн спектра лучистой энергии. Так как  $\varepsilon_{\Theta}$  является отношением суммарной энергетической яркости реального излучателя к суммарной энергетической яркости идеального излучателя при этой же температуре, то она определяется графически как отношение площадей под соответствующими кривыми по всему спектру лучистой энергии. Спектральная излучательная способность реального излучателя  $\varepsilon_{\lambda\Theta}$  в определенном интервале  $\Delta\lambda$  длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda_i$  +  $\Delta\lambda$  определяется графически подобным способом как отношение площадей на данном интервале под кривыми энергетической яркости реального и идеального излучателей.

## 3.2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Коэффициентом полезного действия излучателя в определенной области спектра лучистой энергии называется отношение соответствующей светимости в этой области спектра к суммарной энергетической светимости в этой же области или по всему диапазону длин волн  $0 < \eta < \infty$  при одинаковой температуре.

Энергетическим коэффициентом полезного действия  $\eta_{\mathfrak{d}.\,\mathfrak{n}\kappa}$  инфракрасного излучателя называется отношение его энергетической светимости в инфракрасной области спектра с 0,76 мкм  $<\eta<\infty$  к его суммарной энергетической светимости по всему диапазону длин волн  $0<\lambda<\infty$  при одинаковой температуре. Эта величина выражается формулой

$$\eta_{\text{D. IIK}} = \int_{0,76}^{\infty} m_{\lambda\Theta}(\lambda) \, d\lambda / \int_{0}^{\infty} m_{\lambda\Theta}(\lambda) \, d\lambda,$$

где  $m_{\lambda\Theta}(\lambda)$  — спектральная плотность энергетической светимости излучателя, являющаяся при постоянной температуре функцией длины волны.

Энергетическим коэффициентом полезного действия  $\eta_{\mathfrak{d}, c_B}$  излучателя в световом диапазоне называется отношение его энергетической светимости в интервале длин волн  $0,4 < \eta < 0,76$  мкм к его суммарной энергетической светимости по всему диапазону длин волн при одинаковой температуре:

$$\eta_{\lambda, CB} = \int_{0.1}^{0.76} m_{\lambda\Theta}(\lambda) \, d\lambda / \int_{0}^{\infty} m_{\lambda\Theta}(\lambda) \, d\lambda.$$

Световым коэффициентом полезного действия  $\eta_{cn}$  излучателя называется отношение светимости излучателя, воспринимаемой глазом, к его суммарной энергетической светимости по всему диапазону длин волн при одинаковой температуре:

$$\eta_{\rm CB} := \int_{0,4}^{0,76} V_{\lambda}(\lambda) \, m_{\lambda\Theta}(\lambda) \, d\lambda \, \bigg/ \int_{0}^{\infty} m_{\lambda\Theta}(\lambda) \, d\lambda,$$

где  $V_{\lambda}$  ( $\lambda$ ) — видность. Тогда  $\eta_{cb}$  определяется выражением

$$\eta_{\rm CB} = \int_{0,4}^{0,76} K_{\lambda}(\lambda) \ m_{\lambda\Theta}(\lambda) \ d\lambda / M_{\rm CB} \ \int_{0}^{\infty} m_{\lambda\Theta}(\lambda) \ d\lambda,$$

где  $M_{cn}$  — механический эквивалент света, численно равный 0,00146 Вт/лм;  $K_{\lambda}$  ( $\lambda$ ) — относительная спектральная видность, определяемая графиком видности (см. рис. 1.6).

Видимым коэффициентом полезного действия  $\eta_{\rm B}$  излучателя называется отношение светимости видимого потока к энергетической светимости лучистого потока в пределах длин волн светового диапазона при одинаковой температуре:

$$\eta_{\rm B} = \int_{0,4}^{0,76} K_{\lambda}(\lambda) \, m_{\lambda\Theta}(\lambda) \, d\lambda / M_{\rm CB} \int_{0,4}^{0,76} m_{\lambda\Theta}(\lambda) \, d\lambda.$$

Между указанными выше коэффициентами полезного действия существуют зависимости:

$$\eta_{c_B} = \eta_{B} \eta_{\vartheta, c_B}; \ \eta_{\vartheta, u_R} + \eta_{\vartheta, c_B} = \eta_{\vartheta, o \delta u_I},$$

где  $\eta_{\mathfrak{d}, 0000}$  — общий энергетический коэффициент полезного действия излучателя в инфракрасном и световом диапазонах излучения.

Эквивалентными температурами реального излучателя называются температуры, при которых лучистый поток идеального излучателя в энергетическом, яркостном или цветовом отношении равноценен лучистому потоку реального излучателя при его истинной термодинамической температуре  $\Theta$ . Понятия эквивалентных температур полезны при имитации реальных тел, излучательная способность которых всегда ниже единицы, с помощью идеальных излучателей, а также при сравнении реальных излучателей друг с другом и с идеальным излучателем.

Энергетической температурой  $\Theta_3$  реального серого излучателя называется термодинамическая температура идеального излучателя, при которой он имеет суммарную энергетическую яркость, одинаковую с суммарной яркостью реального излучателя при истинной термодинамической температуре  $\Theta$ . Между величинами  $\Theta_3$ и  $\Theta$  существует зависимость  $\Theta_3 = \Theta \sqrt[4]{\epsilon_0}$ , где  $\epsilon_{\Theta}$  — коэффициент излучения. Так как коэффициент излучения реального излучателя  $\epsilon_{\Theta}$  меньше единицы, то энергетическая температура идеального излучателя всегда меньше истинной термодинамической температуры соответствующего реального излучателя, т. е.  $\Theta_3 < \Theta$ . Яркостной температурой  $\Theta_{g}$  реального серого излучателя называется термодинамическая температура идеального излучателя, при которой спектральная плотность его энергетической яркости в пределах узкого участка спектра на длине волны  $\lambda$  равноценна спектральной плотности энергетической яркости реального излучателя в пределах того же узкого участка спектра при его истинной термодинамической температуре  $\Theta$ . Зависимость  $\Theta$  от  $\Theta_{g}$  на основании закона Планка выражается формулой

$$\Theta = C_2 / \lambda \ln \left( \varepsilon_{\lambda \Theta} \mathbf{e}^{C_2 / \lambda \Theta_{\mathbf{H}}} \right),$$

где  $\varepsilon_{\lambda\Theta}$  — спектральный коэффициент излучения серого излучателя;  $C_2$  — постоянная формулы Планка, равная 1,438833·10<sup>-2</sup> м·К. Обычно в фотометрии яркостную температуру принимают для длины волны  $\lambda = 0,665$  мкм. Тогда

$$\Theta = 21600 [\ln (\epsilon_{\lambda \Theta} e^{21600/\Theta_{H}})]^{-1}, \text{ K}.$$

Так как интенсивность идеального излучателя всегда выше интенсивности реального излучателя при той же температуре, то яркостная температура всегда ниже истинной температуры, т. е.  $\Theta_{\rm s} < \Theta$ .

Цветовой температурой  $\Theta_{\mu}$  реального серого излучателя называется истинная термодинамическая температура идеального излучателя, обеспечивающая в видимой области цветность его излучения, одинаковую с цветностью излучения реального излучателя при термодинамической температуре  $\Theta$ . Следовательно, цветовой температурой называется термодинамическая температура идеального излучателя, при которой относительное распределение спектральной плотности энергетической яркости его и реального излучателя в видимой области спектра максимально близки. При этом критерием близости служит цветность излучения, т. е. отношение спектральных плотностей яркости при двух заданных длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Величины  $\Theta_{\mu}$  и  $\Theta$  связаны формулой

$$\frac{1}{\Theta_{\mathrm{II}}} = \frac{1}{\Theta} + \ln \frac{\varepsilon_{\lambda 1 \Theta}}{\varepsilon_{\lambda 2 \Theta}} / C_2 \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right),$$

где  $\epsilon_{\lambda 1\Theta}$  и  $\epsilon_{\lambda 2\Theta}$  — спектральные относительные излучательные способности реального излучателя при длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , для которых сравниваются цветности излучений.

Цветовая температура отличается от истинной в связи с различным распределением спектрального излучения идеального и реальных излучателей. Понятие цветовой температуры полезно при оценке суммарной чувствительности приемников излучения и избирательной реакции, так как оно характеризует качественные показатели потока лучистой энергии. Цветовая температура излучателя может оказаться выше или ниже его истинной температуры. В отдельных случаях это различие может быть очень большим. Так, например, цветовая температура голубого неба оценивается величиной около 25 000 K, что, как известно, весьма далеко от действительности (см. разд. 1.1). Влияние окружающей среды на реальные излучатели неизбежно, если они не изолированы от внешней среды и друг от друга. Лучистый поток каждого реального излучателя содержит в себе собственное излучение, возникающее при колебаниях молекул и атомов вещества излучателя, а также побочные потоки, создающиеся вследствие отражения при падении на излучатель лучистой энергии от посторонних источников. При этом излучение реального излучателя в отличие от идеального содержит побочные отраженные потоки, которых нет у черного тела, полностью поглощающего падающую на него лучистую энергию.

Излучательная способность є<sub>ен</sub> неизолированного реального серого излучателя выражается уравнением

$$\varepsilon_{\Theta_{\rm H}} = (M_{\partial \Theta_{\rm C}} + M_{\partial, \, {\rm orp}})/M_{\partial \, \Theta_{\rm M}},$$

где  $M_{3\Theta c}$  и  $M_{3\Theta HA}$  — суммарные энергетические светимости серого и идеального излучателей при термодинамической температуре  $\Theta$ ;  $M_{3. \text{ отр}}$  — суммарная энергетическая светимость неизолированного серого излучателя, возникающая в направлении собственного лучистого потока вследствие отражения посторонней лучистой энергии, падающей от других неизолированных излучателей.

Практически применительно к условиям решения задачи наведения ЛА неизолированными серыми излучателями следует считать открытые низкотемпературные излучатели, подверженные облучению от посторонних, более нагретых источников лучистой энергии. Таким неизолированным серым излучателем можно, например, считать орбитальный искусственный спутник, подверженный на солнечной стороне Земли облучению лучистой энергией Солнца. Искусственный спутник Земли летит в солнечных лучах около двух третей времени полета по орбите и нагревается из-за поглощения солнечной лучистой энергии, поэтому температура  $\Theta$  собственного излучения спутника должна приниматься в виде функции времени полета по орбите с учетом солнечного подогрева на солнечном участке и последующего остывания в тени Земли.

Высокотемпературные открытые излучатели, как например, реактивный двигатель с температурой 1000...1300 К, значительно превышающей температуру большинства других близко расположенных в воздушной среде излучателей, можно считать практически изолированными реальными излучателями.

#### 3.4. ИЗЛУЧЕНИЕ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Излучение летательных аппаратов является одним из основных источников лучистой энергии канала связи приборов наведения. Характер этого излучения во многом определяет принцип действия, схему и конструкцию рассматриваемых приборов, поэтому из всех возможных излучений целей в первую очередь нужно рассмотреть излучение самолетов, ракет и космических ЛА. Для самолетов при всех режимах полета характерна большая концентрированная действующая мощность двигателей, сопровождающаяся непрерывным выделением интенсивных потоков инфракрасной лучистой энергии. Кроме того, при полете с большими сверхзвуковыми скоростями вследствие аэродинамического торможения воздушного потока происходит значительный нагрев обшивки ЛА, излучение которой также лежит в инфракрасной области.

# Излучение поршневых самолетных двигателей

Основными излучателями инфракрасной энергии самолетов с поршневыми двигателями являются выхлопные патрубки с температурой, изменяющейся по длине в пределах 1100...500 К, выхлопные газы с температурой до 1200...1350 К, а также капоты двигателей с температурой 350...370 К. Мощность лучистого потока этих излучателей, кроме температуры, зависит от формы, размеров и излучательных свойств их поверхностей, а также от их размещения и экранировки на самолете.

Определенное влияние на мощность излучения оказывает режим работы двигателя, от которого зависит температура всех рассматриваемых излучателей, а также размер, форма и содержание факелов выхлопных газов. Из-за недостатка кислорода в топливной смеси двигателей, возрастающего с высотой полета, в выхлопных струях поршневого двигателя содержится много мелких твердых частиц углерода, являющихся продуктом неполного сгорания топлива. Эти раскаленные до температуры 1250...1350 К твердые частицы в газовой среде увеличивают излучательную способность выхлопных струй, так как коэффициент излучения частичек углерода (0,7...0,8) значительно выше, чем у газовой среды (0,1...0,2), состоящей в основном из углекислого газа СО2, водяных паров Н2О и молекулярного азота N<sub>2</sub>. Сложность состава и монотонное убывание температуры выхлопной струи поршневого двигателя по мере удаления от среза патрубка делают инфракрасный спектр ее излучения, как правило, непрерывным.

Выхлопные патрубки двигателей изготовляются из жаропрочной стали и располагаются непосредственно на двигателях в верхней или нижней части центроплана параллельно продольной оси самолета, если двигатели установлены на крыльях, и продольными рядами на боковых поверхностях носовой части фюзеляжа, если самолет одномоторный с V-образной компоновкой двигателя. В первом случае инфракрасная энергия излучения патрубков направлена в основном в задние и частично в боковые секторы, к которым обращена их наибольшая поверхность, а максимум излучения патрубков находится около центроплана. Во втором случае инфракрасная энергия излучения патрубков направлена в основном в верхние и нижние секторы и в меньшем количестве в боковые секторы. Относительно меньшая мощность излучения патрубков в переднем и заднем секторах во втором случае объясняется тем, что ряды патрубков симметричны относительно продольной оси и патрубки экранируют друг друга в продольном направлении. Это приводит к уменьшению

Рис. 3.3. Горизонтальная индикатриса излучения двухмоторного самолета Си-47 с поршневыми двигателями

эффективной излучающей поверхности патрубков в продольном направлении.

Температура патрубков максимальна у коллектора (1100...1000 K) и убывает к срезу (600...500 K). Окисленная при нагревании по-



верхность жаропрочной листовой стали патрубков имеет коэффициент излучения  $\varepsilon_{\Theta} = 0, 8...0, 9$  (см. табл. 3 приложения). В общем балансе инфракрасного излучения самолета с поршневыми двигателями излучение патрубков составляет 55...65 %.

Поверхность капота двигателя при окраске алюминиевой краской имеет коэффициент излучения  $\varepsilon_{\Theta} = 0,18...0,35$  и при относительно низкой температуре не влияет существенно на общую мощность инфракрасного излучения в верхней и нижней полусферах самолета.

Длины волн максимального излучения капотов двигателей самолета согласно закону Голицына — Вина лежат в интервале 7,8... 8,3 мкм. Эти длины волн расположены на краю мощной полосы поглощения лучистой энергии атмосферными парами воды. При  $\lambda = 8$  мкм пропускание не превышает 30 %, а при  $\lambda = 5,3...7,5$  мкм вообще отсутствует, поэтому нагретая поверхность капота двигателя может быть полезной в качестве излучателя канала связи только на значительных высотах (более 9...10 км), где содержание водяных паров в атмосфере становится достаточно малым, а пропускание инфракрасной энергии с  $\lambda = 7,8...8,3$  мкм практически полным. Наиболее выгодно использовать излучение капота двигателя при встречной атаке, так как именно в передней полусфере оно максимально.

Общее представление о характере распределения мощности излучения летательных аппаратов обычно создается с помощью индикатрис инфракрасной энергии, представляющих собой кривые, соединяющие концы векторов  $\overline{I_0}$  энергетической силы излучения различных точек поверхности излучателя в нормальном направлении.

Горизонтальная индикатриса инфракрасного излучения самолета Си-47 с двумя сравнительно маломощными поршневыми двигателями, снабженными выхлопными патрубками диаметром 150 мм и длиной 1000 мм (рис. 3.3). Патрубки размещены под центропланом с внешней стороны каждого двигателя таким образом, что излучение каждого патрубка в горизонтальной плоскости направлено только во внешнюю сторону. Излучение патрубков в вертикальной плоскости направлено в нижнюю полусферу, так как патрубки экранируются сверху центропланом. В связи с этим излучение в нижнюю полусферу усиливается инфракрасным потоком, отраженным и излученным экранирующей поверхностью центроплана, поэтому ма-



Рис. 3.4. Горизонтальная (а) и вертикальная (б) индикатрисы излучения самолета с двумя двенадцатицилиндровыми поршневыми двигателями

ксимум излучения патрубков направлен в нижнюю полусферу. Это тактически обосновано, так как в воздушном бою нападение самолета-истребителя или снаряда класса «воздух — воздух» с инфракрасным каналом связи более вероятно сверху. Однако данный самолет представляет собой хорошую цель для зенитных ракет с инфракрасным каналом связи. Пренебрежение последним обстоятельством при выборе компоновочной схемы двигателей и патрубков самолета Си-47, по-видимому, вызвано тем, что в период создания этого самолета инфракрасные каналы связи приборов самонаведения уже весьма широко применялись в летательных аппаратах класса «воздух — воздух».

Мощность инфракрасного излучения поверхности патрубка в направлении, перпендикулярном продольной оси самолета, равна 1940 Вт. Вектор энергетической силы излучения  $\overline{I_3}$  в нормальном к поверхности патрубка направлении равен 620 Вт/ср. Если считать, как это было указано выше, что излучение патрубков составляет 55...65 % всей суммарной инфракрасной энергии, распространенной самолетом, то максимальный вектор энергетической силы излучения в индикатрисе на рис. 3.3 равен примерно 1000 Вт/ср.

На рис. 3.4 приводится пример горизонтальной и вертикальной индикатрис инфракрасного излучения самолета с двумя 12-цилиндровыми поршневыми двигателями, у которого максимальное излучение характеризуется величиной мощности такого же порядка (1700 Вт в горизонтальной плоскости и 120 Вт в вертикальной плоскости). Следовательно, самолет Си-47 по своему излучению может считаться типовым для летательных аппаратов с двумя поршневыми двигателями.

При работе канала связи на больших дальностях, когда излучение двух двигателей не разрешается прибором раздельно, инфракрасное излучение самолета можно рассматривать как энергию точечного излучателя. Суммарная мощность такого излучателя во всех направлениях считается равной суммарной мощности излучения патрубков двух двигателей во всех направлениях, увеличенной для учета излучения выхлопных струй и капота в 1,5...1,8 раза. При этих условиях суммарная мощность излучения самолета Си-47 как реального серого излучателя, эквивалентная мощности инфракрасной лучистой энергии точечного источника, рассчитывается приближенно следующим образом:

$$\Phi_{a} \simeq (1, 5...1, 8) \pi d_{uarp} l_{\pi arp} \epsilon_{\Theta} \sigma \Theta_{\pi arp}^{4} = (26...35) \cdot 10^{3} \text{ Bt},$$

где  $d_{\text{патр}} = 0,15 \text{ м}$  — средний диаметр патрубка;  $l_{\text{патр}} = 1,0 \text{ м}$  — длина патрубка;  $\varepsilon_{\Theta} = 0,8...0,9$  — коэффициент излучения поверхности патрубков;  $\sigma = 5,66961 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(M}^2 \cdot \text{ K})$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $\Theta_{\text{патр}} = \frac{\Theta_{\text{max}} - \Theta_{\text{min}}}{2}$  — средняя термодинамическая температура патрубков при приближенном предположении линейности функции  $\Theta(l)$ ; l — текущая длина патрубка вдоль его оси;  $\Theta_{\text{max}} = 1100 \text{ K}$  — максимальная термодинамическая температура патрубков (у коллектора);  $\Theta_{\text{min}} = 500 \text{ K}$  — минимальная термодинамическая температура патрубков (у среза).

#### Излучение реактивных двигателей летательных аппаратов

Основными излучателями турбореактивного самолета при дозвуковых скоростях является двигатель и реактивная струя раскаленных газов, доля которой в общем балансе инфракрасного излучения самолета до 20...25 %. В реактивном двигателе благодаря избытку кислорода топливная смесь сгорает более полно и факел выходящих газов практически не содержит раскаленных твердых частиц углерода с большим излучением инфракрасной лучистой энергии.

Излучение основных газовых составляющих факела турбореактивного двигателя (паров воды и углекислого газа) возбуждается колебаниями молекул с частотами, совпадающими с собственными частотами колебаний молекул тех же веществ в атмосфере. Например, полосы наиболее интенсивного излучения молекул раскаленной среды газовой струи (рис. 3.5) имеют при всех температурах максимумы на длинах волн 2,7 и 4,3 мкм. Максимум излучения с  $\lambda_{max} =$ 

= 2,7 мкм порожден суммарным излучением паров воды и углекислого газа. Так как пары воды и углекислый газ являются основными поглотителями инфракрасной энергии в атмосфере, то использование излучения газовой струи турбореактивного двигателя в качестве источника энергии

Рис. 3.5. График излучения раскаленной газовой струи реактивного двигателя



канала приборов наведения эффективно только на высотах более 9...10 мкм, где содержание паров воды и углекиелого газа достаточно мало.

Таким образом, в общем случае (для всех высот) канал связи приборов наведения ЛА на турбореактивный самолет в задней полусфере следует рассчитывать по излучению корпуса, удлинительной трубы и реактивного конуса двигателя. Наибольшая мощность инфракрасного излучения турбореактивного двигателя (ТРД) создается поверхностями агрегатов, содержащихся в его внутренней открытой полости: внутренней поверхностью удлинительной трубы и реактивного конуса и поверхностями турбинных колес компрессора, особенно их лопаток.

Поверхности деталей во внутренней полости двигателя омываются со скоростью 340...400 м/с газовым потоком, нагретым до температуры около 1000 К. Наивысшую температуру имеют лопатки газовой турбины, на нагрев которых дополнительно влияет выделение тепла за счет аэродинамического торможения газового потока при его встрече с лопатками. Нагрев за счет аэродинамического торможения газового потока происходит и на всех других поверхностях внутренней полости двигателя, но в меньшей степени, чем на лопатках турбины. Это объясняется тем, что в определенных точках лопаток направление потока перпендикулярно поверхности, и поэтому поток тормозится полностью. При полном торможении вся кинетическая энергия газа переходит в его тепловую энергию. При неполном торможении газа, в случае встречи потока с поверхностью не под прямым углом, происходит лишь частичная потеря скорости газовой среды с преобразованием кинетической энергии в тепловую. Горячий газ, смывающий поверхности деталей двигателя, нагревает их.

Термодинамическая температура торможения  $\Theta_{\text{торм. ид}}$  близкой по своим параметрам к воздуху идеальной газовой среды при полном торможении в адиабатических условиях определяется в аэродинамике приближенной формулой

 $\Theta_{\text{торм. ид}} = \Theta_{\infty} + v_{\infty}^2/2000 = \Theta_{\infty} (1 + 0.2M^2),$ 

где  $\Theta_{\infty}$  — термодинамическая температура газа до торможения;  $v_{\infty}$  — скорость газового потока относительно твердого тела, на поверхности которого происходит полное торможение; М — число Маха — Маевского, равное отношению скорости газового потока к скорости распространения звука в тех же условиях.

Дополнительное нагревание газового потока при полном торможении на лопатках газотурбинного двигателя самолета в рассматриваемых условиях сопровождается повышением температуры газа от 1000 до 1050...1080 К. В полете при длительной работе двигателя температура поверхности лопаток турбокомпрессора близка к температуре газового потока. Температура внутренних поверхностей удлинительной трубы и реактивного конуса двигателя также близка к температуре газовой среды и зависит от внутренней теплоотдачи материала этих деталей и свойств системы охлаждения. В рассматриваемом примере она равна 900...1000 К.



Рис. 3.6. График изменения температуры газового потока вдоль оси турбокомпрессора ТРД



Рис. 3.7. К излучению факела газовой струн ТРД:  $d_{\Phi} - д$ иаметр факела

Для создания представления о температурах во внутренней полости ТРД приведем графики изменения температуры газового потока вдоль оси турбокомпрессора на высотах от 11 до 25 км при M = 1,2и 2,6 (рис. 3.6). У всех самолетов температура газов в видимой при атаке сзади части турбокомпрессора при сверхзвуковой скорости потока, соответствующей числу M = 1,2, превышает 600 К и возрастает при М = 2,6 до 950 К. По мере дальнейшего совершенствования ЛА их скорость, а следовательно, и температура видимых при атаке сзади поверхностей внутренней плоскости ТРД самолета и струи газов будут увеличиваться. Это создает хорошие условия для использования инфракрасного излучения внутренней полости ТРД самолетов в качестве источника лучистой энергии канала связи приборов наведения при атаке сзади. При атаке самолета с ТРД в передней полусфере или под большими ракурсами в задней полусфере использование излучения внутренней полости двигателя ТРД в первом случае невозможно, а во втором малоэффективно. При встречной атаке можно использовать нагрев общивки самолета, если скорость его достаточно велика. Вопрос об аэродинамическом нагреве общивки летательных аппаратов рассматривается ниже.

В некоторых атаках удобно использовать для самонаведения излучение факела газовой струи ТРД самолета. Основные параметры такого факела приведены на рис. 3.7. Существенно, что температура факела по мере удаления от среза ТРД и оси струи весьма быстро убывает, начиная примерно с 900 К, и уже при удалении от среза на 4 м и от оси струи на 0,25 м не превышает 500 К. Это соответствует согласно закону смещения максимуму излучения при длине волны 5,8 мкм, совпадающей с центральной зоной мощной полосы поглощения лучистой энергии в атмосфере (см. рис. 2.6). Только при удалении от среза более 12 м и от оси более 0,75 м излучение газового факела имеет длину водны более 8,2 мкм, т. е. за пределами указанной выше полосы поглощения. Но мощность излучения в этой области факела при суммарном коэффициенте излучения  $\varepsilon_{\Theta} \simeq 0, 1...$  0,2 относительно мала, что резко снижает дальность действия приемных устройств канала связи, поэтому при атаках под большими ракурсами в качестве источника излучения канала связи приборов самонаведения и наведения нужно использовать центральную часть факела у среза с температурой 900...600 К. Ее размеры определяются диаметром 0,5 м и длиной 2...3 м. Эта часть канала создает инфракрасное излучение с длинами волн 3,2...4,8 мкм, пропускание которого в атмосфере достигает 70...90 %.

Наряду с этим нужно иметь в виду, что излучение раскаленных паров воды и углекислого газа по длинам волн максимума их излучения отличается от максимума поглощения тех же веществ в атмосфере вследствие большой разницы температур молекул раскаленных газов струи реактивного двигателя и молекул атмосферных газов. При распространенных на практике органических топливах реактивных двигателей самолетов и ракет молекулы паров воды и углекислого газа, образующиеся в процессе сгорания, имеют максимумы излучения соответственно в полосах длин волн от 2 до 3 мкм и от 4 до 5,5 мкм. Максимумы поглощения молекул водяных паров и углекислого газа при нормальной атмосфере расположены в этой области для H<sub>2</sub>O на длинах волн 1,8...1,95; 2,6...2,85; 5,3...7,5 мкм и для СО, на длинах волн 1,5...2,8; 4,1...4,6 мкм (см. разд. 2.5). Заметный относительный сдвиг максимумов излучения и поглощения при разных температурах является результатом того, что при более сильном нагревании вещества переходы его микрочастиц происходят с более высоких уровней. Это обстоятельство создает условия удовлетворительного прохождения излучения раскаленных молекул Н<sub>2</sub>О и СО, газовой струи реактивных двигателей ЛА не только на больших высотах, но и в тропосфере, где концентрация паров воды и углекислого газа максимальна.

Максимум излучения раскаленных твердых частиц угля в струе отходящих газов реактивного двигателя, кроме температуры частиц, сильно зависит от функционального изменения их коэффициента излучения по длине волны. Например, для типового распределения угольных частиц  $10^{11}$  на кубический сантиметр  $\varepsilon_{0}$  изменяется от единицы в световой области до 0,1 при  $\lambda = 8$  мкм. Следовательно, максимум излучения раскаленных частиц угля сдвинут относительно максимума излучения идеального излучателя при той же температуре в сторону более коротких длин волн.

Индикатриса излучения турбореактивного самолета или ракеты, характеризующая в своем максимуме главным образом влияние лучистой энергии внутренней полости двигателей, имеет более узконаправленный характер вдоль оси двигателя в задней полусфере, чем у самолета с поршневыми двигателями. Это положение наглядно иллюстрируется индикатрисами излучения американского бомбардировщика типа Дуглас В-66 с двумя турбореактивными двигателями (рис. 3.8) и двумя индикатрисами (см. рис. 3.10) турбореактивных самолетов с одним двигателем (a') и с двумя двигателями (б') [4].



Рис. 3.8. Индикатрисы излучения американского бомбардировщика Дуглас В-66 с двумя ТРД:

а — вертикальная; б — горизоптальная



Рис. 3.9. Индикатрисы излучения американского истребителя F-104 с ТРД: *а* — вертикальная; *б* — горизонтальная

Сплошные индикатрисы на рис. 3.8 и 3.9 соответствуют излучению без учета отраженных потоков лучистой энергии. Пунктирные линии характеризуют дополнительные отраженные лучистые потоки. Максимальная энергетическая сила излучения самолетов с двумя ТРД направлена вдоль продольной оси и в 5...6 раз превышает соответствующую величину для самолета с двумя поршневыми двигателями.

Вертикальные индикатрисы летательных аппаратов с турбореактивными двигателями (см. рис. 3.8 и 3.9) более развиты в нижней полусфере, куда направлена значительно большая часть инфракрасного излучения. Кроме того, в верхней полусфере инфракрасное излучение может быть неравномерным по углу из-за экранирования лучистой энергии хвостовым оперением. Такое экранирование является причиной резкого минимума излучения на индикатрисе (см. рис. 3.8) в зоне курсовых углов 17...22°. Неравномерность по углу излучения цели в верхней полусфере при определенных условиях может привести к потере цели в процессе слежения за нею координатором ОЭП. Следовательно, при разработке инфракрасных приборов необходимо предусматривать устройства, обеспечивающие повторный поиск цели в случае ее потери или исключать возможность потери цели путем создания достаточно высокочувствительных принимающих устройств координатора и быстродействующих систем коррекции гироскопа и управления снарядом.



Рис. 3.10. Индикатрисы направленности инфракрасного излучения турбореактивных самолетов с одним двигателем (а) и с двумя двигателями (б)

Излучение прямоточных реактивных двигателей на жидком и твердом топливе по характеру индикатрисы и спектральному составу излучения приближенно подобно излучению турбореактивных двигателей. Температура внутренних стенок камеры ракетного двигателя в зависимости от расхода охладителя и размеров камеры характеризуется графиками, приведенными на рис. 3.11. Графики построены для достаточно широких диапазонов изменения диаметра сопла  $100 < d_1 < 200$  мм, абсолютного расхода охладителя 10 << Q<sub>s</sub> < 30 г/см.с, относительного расхода охладителя в процентах от расхода горючего 29 < q < 35 % и тяги от 2 до 147 кH, поэтому температуры могут считаться обобщенными для типовых ракетных двигателей. Следовательно, максимальные температуры стенок камеры ракетных двигателей равны 620...1050 К, а средние - 550... 970 К. Эти температуры практически одинаковы с приведенными выше температурами внутренней полости ТРД.

Это обстоятельство, а также подобие излучательных свойств поверхностей турбореактивных и прямоточных двигателей ЛА позволяет при выборе параметров оптической системы координатора считать излучение воздушных целей с реактивными двигателями разного типа, но одинаковой мощности приближенно подобным.

Рис. 3.11. Зависимость температуры стенок камеры реактивного двигателя от относительного расхода охладителя в процентах от расхода горючего



94

Увеличение скорости ЛА невозможно без дальнейшего увеличения мощности двигателей. Повышение мощности двигателей обеспечивается применением топлив и окислителей с более высокой температурой сгорания и теплотворной способностью, улучшением отвода тепла из стенок камеры сгорания во внешнюю среду и увеличением количества газов и скорости их истечения из сопла. В последние годы в качестве топлива ракетных двигателей вместо ранее широко распространенного керосина с теплотой сгорания около 4,2 × × 10<sup>7</sup> Дж/кг применяются соединения водорода и бора-понтаборана, доборан и металл бериллий с теплотой сгорания (6,7...7,6) 107 Дж/кг. Еще более высокую теплоту сгорания имеет водородное топливо (около 12.107 Дж/кг). В ядерных ракетных двигателях при применении в качестве активного вещества урана или плутония и в качестве рабочего тела водорода теплота сгорания достигает (24...28) 🗙 × 10<sup>7</sup> Дж/кг, а температура 6000 К, поэтому с дальнейшим развитием ракетной техники излучение двигателей ЛА будет еще более мощным источником лучистой энергии для канала связи ОЭП наведения.

# Излучение летательных аппаратов вследствие аэродинамического нагрева

При движении сверхзвуковых ракет на пассивном участке, а также при встречном наведении на сверхзвуковые ЛА важным источником лучистой энергии является их обшивка, нагретая при торможении встречного потока воздуха. Обшивка нагревается путем теплопередачи, излучением и конвекцией от нагретого заторможенного слоя воздуха и вследствие трения обшивки об уплотненную газовую среду пограничного слоя.

Уплотнение газовой среды, обтекающей твердое тело, растет с увеличением скорости обтекания и становится существенным при числах M, близких к единице. Увеличение скорости газа выше критической скорости, равной скорости распространения звука в данных условиях (M = 1), сопровождается резким качественным изменением характера потока газовой среды. Это является следствием того, что любые местные возмущения, создаваемые в газовом потоке обтекаемым твердым телом, могут распространяться в газовой среде только со скоростями, не превышающими критической скорости.

Местные возмущения от помещенного в газовом потоке твердого тела при докритической скорости обтекания распространяются в пространстве перед этим телом и создают постепенное изменение направления обтекающего потока газовой среды. При закритических скоростях местные возмущения от обтекаемого твердого тела не распространяются в пространстве перед этим телом и не вызывают постепенного изменения направления потока. Направление сверхзвукового газового потока при встрече с твердым телом резко изменяется в непосредственной близости от его передней поверхности. При этом в газовой среде возникают отходящие ударные волны резких возмущений со сверхзвуковыми скоростями. Однако эти волны в силу указанного выше свойства газовой среды не могут распро-



Рис. 3.12. Характер скачков уплотнения при типовых формах обтекателей головной части ЛА

страняться в ней со скоростью выше звуковой и при удалении от поверхности твердого тела очень быстро теряют свою скорость. Их удаление от возмущающей поверхности твердого тела прекращается тогда, когда их скорость уменьшится до скорости обтекающего сверхзвукового потока. В точках пространства перед твердым телом, в которых скорости встречающихся возмущенного и обтекающего потоков равны, скачкообразно изменяются вектор скорости, давление и температура газовой среды. Зона пространства, содержащая в себе такие точки, называется скачком уплотнения.

Формы, размеры, плотность и температура скачка уплотнения зависят от свойств возмущающего твердого тела и газового потока. Наиболее характерными формами головной части сверхзвуковых летательных аппаратов являются конус, сфера или близкие к ним поверхности вращения. Примеры скачков уплотнения приведены на рис. 3.12. Наиболее слабый скачок уплотнения (*a*) образуется при обтекании острых иглообразных конусов. Здесь скачок имеет форму конической поверхности. С увеличением угла при вершине конуса скачок уплотнения (*б*) усиливается. При обтекании конусов с конечным значением угла и сфер скачок уплотнения (*в*) имеет криволинейную форму. При закругленной или плоской лобовой части поверхности твердого тела скачок уплотнения несколько удален от осевой точки поверхности тела. При острых конусах твердых тел скачки уплотнения присоединены к вершинам.

В слое скачка существенно проявляется действие сил внутреннего трения и теплообмена между частицами газовой среды, в результате чего возникает волновое сопротивление потока движению твердого тела, обусловленное рассеянием механической энергии в скачках уплотнения, и часть механической энергии газового потока превращается в тепловую. Эта тепловая энергия скачка конвективным путем нагревает поверхность обшивки ЛА. При сверхзвуковых скоростях обшивка ЛА нагревается также и за счет теплоты сопротивления трения в пограничном слое. Обшивка ЛА дополнительно нагревается под действием внешних излучателей (солнца, неба, поверхности земли) и внутренних источников тепла ЛА (двигателя, аппаратуры и электродвигателей управления, искусственных обогревателей и др.). Однако этот дополнительный нагрев при сверхзвуковых скоростях существенно меньше аэродинамического. Рис. 3.13. График температур торможения при гиперзвуковом полете на высоте 60 км для идеального (1) и реального (2) газов, а также в критической точке теплоизолированного тела (3)

Температура торможения воздушного потока приближенно определяется приведенной выше формулой. Для точных расчетов нагрева при М > 7 можно использовать формулу

$$\Theta_{\rm topm} = \Theta_{\infty} (1 + 0.2 M^2 / k_{\rm m})^{0.9},$$

учитывающую изменение плотности атмосферы вследствие диссоциации молекул атмосферных газов при скоростях ЛА, соответствующих

٩



M > 7. Коэффициент k<sub>м</sub> равен отношению молекулярных весов идеальной и диссоциированной атмосферы.

Температура торможения потока для диссоциированной атмосферы ниже, чем для идеальной. Эту разницу можно охарактеризовать графиком температур торможения идеального и реального газов при полете ЛА со сверхзвуковой скоростью на высоте 60 км при температуре атмосферы  $\Theta_{\infty} = 216$  К (рис. 3.13).

Из графиков на рис. 3.13 следует, что при M = 7 (v = 2,1 км/c) температура торможения реального газа, незначительно превышающая 2000 К, ниже температуры торможения идеального газа примерно на 600 К. При больших скоростях эта разница температур становится еще более существенной, так как диссоциация атмосферы усиливается.

Диссоциация атмосферы начинается при увеличении температуры более 2000 К, так как в диапазоне  $\Theta = 2000...3000$  К происходит диссоциация молекул кислорода в атомы, а при  $\Theta > 3000$  К начинается диссоциация молекул азота. Одновременно часть освободившихся атомов азота и кислорода образует новые химические соединения — окись, закись и двуокись азота. При  $\Theta > 4500$  К начинается выделение свободных электронов за счет ионизации атомов кислорода и азота.

Температура поверхности обшивки ЛА всегда ниже температуры торможения вследствие потерь теплопередачи, а также лучистой и конвективной отдачи тепла с поверхности обшивки в окружающую среду. Наивысшая температура обшивки теплоизолированного ЛА (в критической точке) характеризуется на рис. 3.13 кривой 3. По мере удаления от критической точки температура поверхности ЛА уменьшается. На высотах до 60...70 км пограничный слой обтекающего потока атмосферы может нагреваться до температур 1300...1500 К.

На больших высотах атмосфера разрежена настолько, что среда не может считаться непрерывной. Поток молекул и атомов уменьшается с высотой очень быстро, поэтому ударная волна и пограничный слой на высотах более 60...70 км существенно утолщаются и становятся менее резко выраженными; а на высоте более 140... 150 км вообще не образуются. В таких условиях законы аэродинамики плотных слоев атмосферы несправедливы. Специфические для разреженной атмосферы теоретические положения аэродинамики и соответствующие методы расчета пока детально не разработаны.

Температуру нагрева общивки ЛА от столкновений их с отдельными молекулами и атомами разреженной воздушной среды можно определить экспериментально в вакуумных аэродинамических трубах. В одном из таких экспериментов обнаружен значительный нагрев поверхности обдуваемой модели, подобный по своему порядку нагреву при той же скорости потока в плотной атмосфере. По мнению американских специалистов, в некоторых условиях аэродинамический нагрев ЛА и образование ионизированного слоя сзади него на высотах полета орбитальных аппаратов в разреженной атмосфере могут быть настолько существенными, что использование их излучения в качестве источников лучистой энергии приборов самонаведения окажется весьма эффективным.

Нагрев общивки ЛА в разреженной атмосфере можно объяснить следующим образом. В этих условиях отсутствуют плотный пограничный слой, непосредственно обволакивающий поверхность обшивки, и скачок уплотнения, а во встречном разреженном потоке воздуха содержатся отдельные высокоэнергетические частицы, движущиеся со скоростью, значительно превышающей среднюю скорость потока. Высокоэнергетические частицы, не встречая препятствия виде обволакивающего обшивку плотного пограничного слоя и скачка уплотнения, сильно ударяются о поверхность головной части ЛА и создают высокую температуру торможения на элементарной поверхности в месте удара. Однако для нагрева конечной области обшивки нужно очень большое количество ударов высокоэнергетических частиц об эту поверхность. Кроме того, в разреженном воздухе охлаждение общивки за счет излучения весьма эффективно, поэтому температуры аэродинамического нагрева даже головной области ЛА в разреженной атмосфере (Н > 140...150 км) в средних условиях ниже температур аэродинамического нагрева в плотной атмосфере.

Это положение в определенной степени подтверждается тем, что температуры поверхностей летательных аппаратов при движении по орбите расположены в диапазоне нормальных температур. Так, например, максимум излучения американской космической ракеты «Пионер-5» при пассивном движении в разреженной атмосфере расположен вблизи 9...10 мкм, что соответствует температуре 290... 330 К. Вероятнее всего такие температуры поверхности искусственных спутников земли создаются не аэродинамическим нагревом, а облучением от Солнца и неба и теплопередачей от собственной нагретой аппаратуры управления из внутренней полости. Так, например, при движении плоской металлической пластины с первой космической скоростью 8 км/с в атмосфере на разных высотах плотность ее теплового излучения от аэродинамического нагрева за счет Рис. 3.14. График сравнения энергетической светности солнечного инфракрасного излучения и излучения частиц атмосферы за счет их кинетической энергии на разных высотах

Рис. 3.15. Графики изменения температур цилиндрического искусственного спутника Земли:

*а* — при 0° < γ < 90°; *б* — при 90° < γ < 180



M,BT/M<sup>2</sup>

<sup>м</sup>солн

м<sub>кин</sub>при v=8км/t

200 300 400 500 600 H.KM

106

104

10<sup>2</sup>

10

100

кинетической энергии атмосферных частиц превышает плотность излучения этой пластины, созданного лучистым нагревом Солнца, только на высотах до 160...170 км.

Отношение плотностей излучения рассматриваемых инфракрасных потоков иллюстрируется графиком на рис. 3.14 [13]. Аэродинамический нагрев по плотности теплового потока становится меньше солнечного лучистого нагрева на один порядок на высотах около 200 км и на три порядка — на высоте 350...360 км. Следовательно, на высотах полета ИСЗ аэродинамическим нагревом ЛА можно пренебречь по сравнению с лучистым нагревом от Солнца.

Для характеристики нагревания солнечными лучами оболочки ИСЗ типовой формы приведем графики температур сферического и цилиндрического ЛА. На рис. 3.15 даны графики изменения температуры цилиндрического ИСЗ, летающего по эклиптической орбите [13]. Оболочка спутника выполнена из титанового листа толщиной 0,5 мм. Суммарная поглощательная способность поверхности спутника  $a_{\Theta} = 0.8$ , а ее суммарная излучательная способность  $\varepsilon_{\Theta} = 0.4$ .

Для отражения зависимости нагревания оболочки спутника от положения плоскости орбиты относительно направления солнечных лучей на графиках (см. рис. 3.15) по оси абсцисс отложены значения



Рис. 3.16. График изменения абсолютной температуры сферического ИЗС за один оборот

угла κ между линией пересечения плоскости орбиты с плоскостью эклиптики и направлением солнечных лучей. Этот угол в течение года изменяется на 360° вследствие орбитального движения Земли вокруг Солнца. Для учета положения корпуса спутника относительно линии визирования на него с Земли на графике даны два семейства кривых с разными значениями угла γ, определяющего положение измерительной точки на цилиндрической поверхности общивки спутника. Этот угол заключен между осью цилиндрической поверхности ИСЗ и линией визирования на спутник с Земли. Из рассмотрения графиков на рис. 3.15 следует, что температура оболочки цилиндрического ИСЗ в различных условиях изменяется от 170 до 450 К.

На рис. 3.16 приведен график изменения температуры сферического ИСЗ на один оборот вокруг Земли с периодом обращения t = 9000 с = 2,5 ч [13]. При этом абсолютная температура спутника изменяется в диапазоне 290...328 К. Прогрев оболочки спутника на солнечной стороне длится в течение 1,3 ч. Его охлаждение начинается плавно по мере захода в тень. После полного захода в тень охлаждение происходит более быстро и заканчивается за 35 мин.

По другим литературным источникам [12], равновесная температура тонкой оболочки спутника считается не зависящей от поглощательных и излучательных свойств самой оболочки и температурных режимов внутри спутника и принимается равной 173 К на теневой стороне Земли, а на солнечной — до 420 К. Когда оболочка спутника является толстой и обладает вследствие этого настолько большой теплоемкостью, что можно пренебречь изменением ее температуры на солнечной и теневой стороне, нагревание спутника излучением Солнца характеризуют средней температурой. Средняя температура ниже равновесной, если обе найдены без учета тепловыделения внутреннего оборудования ИСЗ и тел космонавтов. Графики расчетных значений равновесной и средней температур оболочек ИСЗ приведены тонкой толстой соответственно И на рис. 3.17.

Мощность излучения обшивки спутника в сторону наблюдателя зависит не только от его температуры. Важную роль в формировании потока лучистой энергии, идущего от поверхности спутника в сторону наблюдателя, играет также энергия отраженных солнечных лучей. Количество излучения, отраженного спутником, зависит



Рис. 3.17. Графики равновесной (*a*) и средней (б) температур оболочки ИСЗ:  $a_{\Theta} \in e_{\Theta} - суммарная$  поглощательная и суммарная излучательная способности материала оболочки

N,

от мощности и спектрального состава солнечного облучения, от взаимного положения Солнца, поверхности спутника и принимающего ОЭП, а также от величины и отражательных свойств поверхности ИСЗ.

Орбитальные летательные аппараты при полете совершают сложное движение. Например, третий советский ИСЗ и его ракета-носитель цилиндрической формы, кроме полета по орбите, вращались вокруг собственной оси с угловой скоростью 0,063 рад/с и прецессировали с периодом 140 с вокруг некоторых неподвижных в пространстве осей. Это вызывало периодическое изменение взаимного положения Солнца, отражающей поверхности ЛА и наблюдателя и приводило к изменению их наблюдаемого «блеска». При максимуме «блеска» ракета-носитель третьего советского спутника казалась ярче самых крупных звезд, а при минимуме «блеска» невооруженным глазом не обнаруживалась.

Мощность излучения типового ИСЗ примерно равна 1000 Вт. Такая мощность излучения возможна при температурах, значительно превышающих 300 К. Данные о температурах обшивки ЛА при их полете в разреженной атмосфере противоречивы. Возможно, что это связано с неоднородностью свойств атмосферы, в которой вокруг Земли имеются сравнительно тонкие пояса высокоэнергетических частиц и зоны ионизации, а также с процессами рекомбинации атмосферных ионов и электронов вещества летательных аппаратов.

Характер и природа излучения ИСЗ пока детально не изучены и успех такого изучения в значительной степени зависит от создания совершенной оптикоэлектронной аппаратуры для исследования светового и инфракрасного излучений ЛА.

Для повышения объективности оценки характера излучения поверхности ЛА вследствие аэродинамического нагрева в плотных слоях атмосферы приведем и обобщим соответствующие сведения из различных источников.

При полете самолета на высоте 10 км со скоростью, соответствующей числу M = 0.8, температура аэродинамического нагрева его



Рис. 3.18. График экспериментальных и теоретических температур аэродинамического нагревания общивки самолетов

обшивки равна 250 К и увеличивается с ростом М до 2,4 примерно вдвое. Возрастание скорости самолета в три раза и температуры нагрева его обшивки в два раза в соответствии с законом Стефана — Больцмана повышает мощность его излучения в 16 раз, а дальность его обнаружения в 4...5 раз. При этом максимум интенсивности излучения смещается с длины волны 11,6 мкм в область 5,5...6 мкм,

где коэффициент пропускания тропосферы близок к нулю (см. рис. 2.6). Следовательно, слежение за самолетом, летящим со скоростью, соответствующей M = 2,4, на высоте 10 км, наземными теплопеленгаторами зенитной обороны затруднено. В связи с этим роль бортовых самолетных теплопеленгаторов и инфракрасных головок самонаведения ракет класса «воздух — воздух» в данных условиях исключительно велика.

Экспериментальные величины температур аэродинамического нагрева обшивки зарубежных самолетов и расчетные кривые нагрева обшивки ЛА в точке торможения воздушного потока при M < 3в тропосфере без учета потерь на излучение во внешнюю среду представлены на рис. 3.18. Из рассмотрения этого графика очевидно, что по своему порядку расчетные и экспериментальные температуры аэродинамического нагрева близки. Однако разброс экспериментальных точек 3 и 4 при высоте полета 11 км и практически одинаковых значениях М показывает, что нагрев общивки ЛА значительно зависит не только от скорости полета, но и от дополнительных факторов, таких как форма обтекаемого тела, коэффициент излучения поверхности общивки, скорость конвективного переноса тепла от пограничного слоя к общивке, нагрев радиацией Солнца и неба и т. д.

Действительная температура пограничного слоя атмосферы  $\Theta_{\text{погр}}$ , называемая в аэродинамике температурой восстановления, всегда ниже, чем температура торможения  $\Theta_{\text{торм}}$ , создающаяся при полном торможении. Соотношение этих температур характеризуется коэффициентом восстановления температуры пограничного слоя  $k_{\text{в}}$ , равным отношению приращения температуры в пограничном слое атмосферы к приращению температуры торможения в адиабатических условиях:

$$k_{\rm B} = (\Theta_{\rm HOFD} - \Theta_{\infty})/(\Theta_{\rm topm} - \Theta_{\infty}),$$

где  $\Theta_{\infty}$  — термодинамическая температура газа до торможения, равная в данном случае температуре окружающего воздуха.

102 ... 58

<u>``</u>`

Термодинамическая температура восстановления реального газа выражается формулой

$$\Theta_{\mathrm{norp}} = \Theta_{\infty} \left( 1 + 0.2 \, \frac{k_{\mathrm{B}}}{k_{\mathrm{M}}} \, \mathrm{M}^2 \right)^{0.9}.$$

Величина коэффициента восстановления пограничного слоя зависит от формы и других свойств поверхности обтекаемого тела, характера пограничного слоя газа (турбулентного или ламинарного), числа Рейнольдса (плотности и динамической вязкости воздуха, скорости потока, размера обтекаемого тела) и числа М.

Теоретическое значение коэффициента восстановления  $k_{\rm B}$  равно для ламинарного потока корню квадратному из числа Прандтля, вычисленного при температуре торможения в адиабатических условиях, а для турбулентного потока корню кубическому из того же числа. Экспериментальные результаты, по данным американских исследований, совпадают с теоретическими значениями  $k_{\rm B}$  с точностью одного процента. Соответствующие данные приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Форма то то	Число Рейнольдса		Коэффициент восстано- вления температуры пограничного слоя		
Форма Тела		число маха	ламинарного	турбулент- ного	
Конус Конус с углом 10 80° Конус с углом 10° и конус-цилиндр с уг- лом при вершине 40° Плоская пластинка	$\begin{array}{c} 2,7\cdot 10^6\\ (0,2\ \dots\ 1,3)\cdot 10^6\\ 6\cdot 10^6\\ (0,25\ \dots\ 1)\cdot 10^6\\ (0,25\ \dots\ 1)\cdot 10^6\\ (0,4\ \dots\ 4,0)\cdot 10^6\\ (0,3\ \dots\ 1,0)\cdot 10^6\\ (0,2\ \dots\ 1,0)\cdot 10^6\\ (0,15\ \dots\ 3,0)\cdot 10^6\\ 7\cdot 10^6\\ 10\cdot 10^6\\ 3\cdot 10^6\end{array}$	$1,5 \dots 2,0$ 2,0 2,18 0,88 \dots 4,65 3,87 \dots 4,25 3,77 3,10 2,4 2,4 2,4 2,4 2,4 2,0 2,4	$\begin{array}{c} 0,855 \pm 0,008 \\ 0,845 \\ 0,851 \pm 0,007 \\ 0,845 \pm 0,008 \\ \\ \\ 0,811 \pm 0,007 \\ 0,844 \pm 0,006 \\$	$\begin{array}{c} 0,885 \pm 0,008 \\$	
Параболонд	4,8·10 <sup>6</sup> 4,8·10 <sup>6</sup> 4,8·10 <sup>6</sup>	2,0 2,0 1,5	0,855±0,008	$0,894 \pm 0,008$ $0,902 \pm 0,005$	

Коэффициенты восстановления температуры пограничного слоя

۵

Равновесная или установившаяся температура тела при аэродинамическом нагреве с учетом излучения во внешнюю среду всегда ниже теоретических температур тем больше, чем сильнее излучение тела. В предельном случае, когда тело является абсолютно черным, влияние излучения на его равновесную температуру характеризуется графиком, приведенным на рис. 3.19. Равновесная температура ЛА, обладающих свойствами реальных излучателей с коэффи-



Рис. 3.19. График влияния излучения тела на равновесную температуру его общивки при аэродинамическом нагревании



Рис. 3.20. График равновесных температур общивки ЛА с относительной излучательной способностью  $\varepsilon_{\Theta} = 0; 0.2$  и 0.85

циентом излучения 0; 0,2 и 0,85, характеризуется графиками, приведенными на рис. 3.20.

Особенно велико влияние излучения во внешнюю среду на равновесную температуру обшивки на больших высотах, где вследствие разреженности атмосферы среда практически не препятствует излучению. В тропосфере влияние излучения во внешнюю среду на нагрев обшивки ЛА становится существенным при числах M > 3,5...4, когда температуры достигают величин 900...1000 К и излучательная способность тела, пропорциональная разности четвертых степеней термодинамических температур тела и среды, резко возрастает.

Равновесная температура общивки ЛА, зависящая от скорости и высоты полета, а также излучательной способности и теплопроводности обшивки, имеет различные значения и наступает не мгновенно, а через определенный период полета. Так, например, при полете одного и того же ЛА со скоростью, соответствующей числу М = 4, равновесная температура обшивки на высоте 6100 м равна 960 К, а на высоте 36 600 м — только 590 К и устанавливается в первом случае через 1,5 мин, а во втором — только через 25 мин. Это обстоятельство необходимо учитывать при проектировании ОЭП, обеспечивая работоспособность прибора в соответствующих диапазонах рабочих температур цели, а также при выборе момента атаки цели в боевых условиях. При этом можно приближенно считать, что температура обшивки ЛА изменяется до равновесной по линейной зависимости от времени.

На рис. 3.21 приведен график зависимости температуры обшивки ЛА от высоты полета при скорости 5,5 км/с. Из графика следует, что характер изменения температуры пограничного слоя воздушного потока в значительной степени определяется температурой атмосферы. Температура обшивки ЛА в тропосфере ниже температуры пограничного слоя на всех высотах примерно на 5 %. В более высоРис. 3.21. Зависимость температуры аэродинамического нагревания обшивки ЛА от высоты полета при скорости 5,5 км/с

ких слоях атмосферы с ростом высоты температура общивки резко снижается с 970 К при H = 11 км до 273 К при H = 100 км и до 40 К при H = 200 км.

Влияние солнечного нагрева обшивки ЛА становится заметным на высотах более 30 км. Дополнительное повышение температуры обшивки под влиянием солнечного нагрева достигает на высоте 100 км около 480 К, а на высоте 200 км около 670 К. На высотах



200...300 км суммарная температура аэродинамического и солнечного нагрева общивки ИСЗ при скорости 5,5 км/с изменяется несущественно и характеризуется величиной, несколько большей 370 К. Температура солнечного нагрева обшивки ЛА в значительной степени зависит от спектрального поглощения и спектрального излучения поверхности обшивки, от длительности солнечного освещения и характера теплоотводящих устройств. Однако при всех условиях солнечный нагрев поверхности обшивки на больших высотах является важнейшим фактором. В плотных слоях атмосферы на высотах до 60...80 км решающим фактором нагрева обшивки ЛА является аэродинамическое сопротивление встречного воздушного потока.

Головная часть немецкой баллистической ракеты V-2 при полете в плотных слоях атмосферы разогревалась до красного каления. Головной конус американской баллистической ракеты «Юпитер» разогревался при вхождении в плотные слои атмосферы до белого каления и в течение 24 с обладал яркостью, в тысячу раз большей, чем яркость планеты Юпитер, находившейся при испытаниях в одном направлении с ракетой. Свечение ракеты «Юпитер» было хорошо видно невооруженным глазом. Свечение ракеты является результатом не только разогревания самой головной части ракеты, но и ионизации высокотемпературного слоя воздуха сзади фронта ударной волны, создаваемого головным конусом ракеты при входе в плотные слои атмосферы. Высокотемпературный ионизированный воздух испускает лучистую энергию и в инфракрасной и в видимой областях спектра длин волн.

Возникновение инфракрасного и видимого излучения при входе головки ракеты в плотные слои атмосферы поясним с помощью схемы, приведенной на рис. 3.22. Головной металлический конус ракеты 1 в передней части закруглен и покрыт сначала асбестопластмассовой прослойкой, а затем многослойной пластмассой 2. Форма фронта ударной волны показана кривой 3, симметричной относительно оси ракеты и направления полета. Пограничный слой воздуха 4 пред-



Рис. 3.22. Схема обтекания головки ракеты при входе в плотную атмосферу:

1 — головной конус; 2 — многослойная пластмасса; 3 — фронт ударной волны; НП — направление полета; 4 — пограничный слой; 5 — высокотемпературный светящийся ионизированный воздушный слой

ставляет собой тонкий слой, прилегающий непосредственно к поверхности головки ракеты. Между фронтом ударной волны и пограничным слоем атмосферы расположен высокотемпературный ионизированный светящийся воздух 5,

излучающий в видимом и инфракрасном диапазоне. Наиболее высокие температуры ионизированный слой имеет в районе критической точки.

Скорости	и темпе	ературь	і типовых	ЛА	при	прохождении
ВГ	ілотных	слоях	атмосферы	(H	= 3	0,5 км)

	<b>U</b> , м/с	ө, қ
Ракета с дальностью полета 1600 км	3500	3700
Ракета с дальностью полета 8000 км	6700	7400
Спутник с высотой орбиты 480 км	7600	8900

Индикатриса излучения обшивки американской баллистической ракеты «Редстоун», нагретой встречным потоком воздуха, на высоте 20 км при полете со скоростью, соответствующей М-5, представлена на рис. 3.23. Какая-то доля тепловой энергии обшивки ракеты создается солнечным нагреванием за счет теплопередачи от двигателя и других внутренних тепловых источников. Но эта доля в рассматриваемых условиях мала по сравнению с тепловой энергией аэродинамического нагрева головной

части общивки ракеты.

Максимальное излучение обшивки ракеты «Редстоун» направлено перпендикулярно направлению полета и характеризуется энергетической силой излучения 4,4 ×  $\times 10^4$  BT/cp. Минимальное излучение обшивки ракеты совпадает по направлению с ее продольной осью. Это обстоятельство значительно осложняет использование излучения обшивки ракеты

Рис. 3.23. Индикатриса излучения общивки американской баллистической ракеты «Редстоун»



от аэродинамического нагрева для самонаведения инфракрасных головок снарядов на встречных и погонных курсах точно вдоль продольной оси цели. Обшивка головной части американской баллистической ракеты «Атлас» при полете со скоростью, соответствующей M=10, на высоте 40 км излучает вперед вдоль продольной оси мощность с энергетической силой излучений 6 × × 10<sup>4</sup> Вт/ср. Излучение обшивки американского бомбардировщика «Валькирия» вперед вдоль продольной оси при меньшей скорости, соответствующей M=3, даже в более плотной (в 2 раза) атмосфере на высоте 30 км характеризуется энергетической силой излучения  $4 \cdot 10^3$  Вт/ср.

### 3.5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ

При встрече ЛА внешней средой являются атмосфера и космическое пространство со всеми содержащимися в них твердыми, жидкими и газообразными телами. Такими телами могут быть Земля, Солнце, Луна и другие планеты, звезды, облака и прочие неоднородности в атмосфере и космосе, а также посторонние ЛА и искусственные помехи. Излучение внешней среды создает фон, уменьшающий контрастность излучения цели и возбуждающий в оптикоэлектронных системах ОЭП помехи, называемые шумами.

Одним из наиболее интенсивных излучателей внешней среды является Солнце, основной источник излучения которого — фотосфера — характеризуется средней энергетической яркостью 2,1 ×  $\times 10^7$  Вт/(м<sup>2</sup> ср) и цветовой температурой от 5700 до 6100 К. По характеру спектрального распределения интенсивности излучения Солнце близко к идеальному излучателю. На практике излучение энергии фотосферой Солнца приравнивается к радиации идеального излучателя с температурой 5785 К. Максимум излучения фотосферы Солнца соответствует длине волны, примерно равной 0,5 мкм.

Кривая спектрального распределения интенсивности излучения Солнца приведена на рис. 3.24, где для сравнения изображены также кривые спектрального распределения интенсивности идеальных излучателей с температурами 1000 и 300 К, близкими к температурам реактивных двигателей ЛА и нижних слоев атмосферы в дневное летнее время на средних широтах.

Лучистый поток от Солнца в различных пунктах атмосферы изменяется в зависимости от времени года и суток, от высоты и географических координат места, а также от местных условий поглощения и рассеяния солнечной энергии в атмосфере. Изменение спектрального распределения солнечного излучения при распространении до поверхности Земли под углом 40...60° к горизонту характеризуется следующими осредненными показателями. Фотосфера Солнца излучает около 99 % лучистой энергии в спектральном диапазоне от 0,2 до 0,5 мкм. Доля инфракрасного излучения, малая у фотосферы, возрастает у поверхности границы плотной атмосферы до 43 % и у поверхности Земли от 54...59 % в сухую и до 47...50 % во влажную погоду. Доля светового излучения возрастает до 52 %







Рис. 3.25. Спектральное излучение Солнца у поверхности Земли

у верхней границы плотной атмосферы и падает до 40...45 % у поверхности Земли. Доля ультрафиолетового излучения у поверхности Земли не превышает 1...3,5 %.

Количество и спектральный состав солнечного излучения, дошедшего до поверхности Земли, зависит от длины пути лучей в плотных слоях земной атмосферы. Плотная атмосфера поглощает и рассеивает в полдень 15...20 %, а сразу после восхода или перед заходом Солнца, когда путь лучей в плотной атмосфере максимален, до 60... 70 % солнечного излучения.

Спектральное распределение солнечного излучения у поверхности Земли характеризуется графиком, приведенным на рис. 3.25. Солнечное излучение с длинами волн 1,4; 1,8...1,9 и более 2,7 мкм у поверхности Земли мало. Средняя энергетическая яркость излучения Солнца в области земной орбиты составляет 2020 Вт/(см<sup>2</sup> × ср) [13].

Экспериментальные исследования показали, что длительное облучение солнечной энергией распространенных в ТГС сернистосвинцовых фотосопротивлений приводит к их повреждению, поэтому оптико-электронные системы в период хранения и полета в район цели нужно закрывать непрозрачными колпаками. Энергия Солнца оказывает существенное влияние на тепловые режимы обшивок ЛА, облаков и других неоднородностей в атмосфере. Давление солнечной лучистой энергии вблизи Земли составляет (4,3...4,5) · 10<sup>-6</sup> H/м<sup>2</sup>.

Шумы при наблюдении целей на фоне ясного неба создаются собственным излучением атмосферы, т. е. излучением молекул водяных паров, углекислого газа, озона и других ее составляющих, а также рассеянным излучением Солнца. Собственное излучение атмосферы Земли имеет максимум плотности энергетической яркости около  $10^{-3}$  Вт см<sup>-2</sup> мкм<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup>, расположенной вблизи  $\lambda_{max} = 10$  мкм. На длине волны 4 мкм энергетическая яркость собственного излучения атмосферы Земли на порядок ниже, чем. при  $\lambda_{max}$ . Энергетическая яркость ясного неба примерно на пять порядков ниже яркости Солнца и максимум ее плотности не превышает вели-
чины 0,03 Вт·см<sup>-2</sup>·мкм<sup>-1</sup>·ср<sup>-1</sup>. Так как излучение неба создается рассеянным излучением Солнца, то максимум этого излучения лежит около  $\lambda = 0,5$  мкм. Следовательно, в коротковолновой области оптического диапазона в излучении неба превалирует рассеянное излучение Солнца, а в длинноволновой — собственное излучение атмосферы. Интенсивность этих излучений примерно равная при  $\lambda = 3...4$  мкм.

Рассеянную солнечную энергию, имеющую, как и само излучение Солнца, максимум в световой области длин волн, нужно в инфракрасных приборах наведения срезать спектральными фильтрами. Собственное излучение атмосферы Земли, величина энергетической яркости которой при  $\lambda < 3$  мкм относительно мала, не может создать существенных помех в работе инфракрасных приборов самонаведения снаряда на ЛА. Но при  $\lambda > 4$  мкм помехи от собственного излучения атмосферы становятся существенными по сравнению с полезным излучением целей.

В литературе приводятся графики экспериментальных значений спектральной яркости дневного и ночного неба, измеренной с наземных измерительных постов на трассах, горизонтальных или с положительными углами возвышения. Эти графики для задач, когда наведение ЛА проводится на значительной высоте и часто с отрицательным углом возвышения, могут дать только косвенные характеристики фона, поэтому эти графики здесь не приводятся. Наряду с этим представляют интерес следующие положения: яркость неба, порожденная рассеянием солнечной энергии, максимальна вблизи Солнца и быстро уменьшается с увеличением угла между линией канала связи и направлением на Солнце; яркость неба, порожденная собственным излучением молекул атмосферы, первых, тем больше, чем больше длина канала связи и, во вторых, симметрична относительно зенита и имеет максимумы в зените и у горизонта. Абсолютная яркость неба при измерении с самолета, летящего на высотах 20...10 км, равна соответственно от 200...300 до 1500...2000 кд/м<sup>2</sup>. Днем лучистый поток от освещенного Солнцем фона и внутренних бликов прибора больше максимального лучистого потока от звезды в среде космоса в 10...15 раз, а в приземных условиях — в 10<sup>4</sup>...10<sup>5</sup> раз.

При облачном небе величины фоновых шумов в ОЭП во многом определяются лучистой энергией, идущей от облаков вследствие отражения солнечной энергии и собственного излучения облаков. Осредненная по результатам экспериментов спектральная плотность отраженной облаками солнечной энергии характеризуется графиком на рис. 3.26. Максимальная энергетическая яркость солнечной энергии, отраженной облаками на длине волны  $\lambda = 1,6$  мкм в дневное время, создает в плоскости приемника излучения ОЭП помехи, соизмеримые с порогом чувствительности неохлаждаемых сернистосвинцовых приемников, широко распространенных в приборах самонаведения. Однако в полосе максимальной чувствительности такого приемника при  $\lambda_{max} = 2,4...2,5$  мкм отраженная облаками солнечная энергия создает помеху, меньшую порога чувствитель-



Рис. 3.26. График спектральной плотности отражения облаками солнечной энергии в инфракрасной области

ности приемника на 1,5...2 порядка. Такая лучистая помеха не может создать опасных шумов на выходе приемника. Максимум отраженного облаками излучения Земли лежит при λ=9,6 мкм. Собственное излучение

верхней поверхности облаков

имеет максимум при  $\lambda_{max} = 9,3$  мкм и практически эквивалентно излучению идеального излучателя с абсолютной температурой 313 К. Собственное излучение нижней поверхности облаков практически эквивалентно излучению идеального излучателя с температурой 273 К, чему соответствует длина волны максимума излучения  $\lambda_{max} = 10,6$  мкм.

При оценке и фильтрации собственного и отраженного излучения облаков нужно учитывать большую площадь излучающей и отражающей поверхности облаков, что создает значительное общее количество лучистой энергии, воздействующей иногда даже на всю чувствительную поверхность приемника лучистой энергии.

Минимум яркости энергии, излученной и отраженной облаками, когда облачность изменялась от небольшой с голубыми просветами до сплошной, определен на длине волны около 3 мкм. Необходимо отметить, что вариации яркости облаков в области  $\lambda < 3$  мкм при изменении характера облачности весьма значительны. Например, при  $\lambda = 2$  мкм величины спектральной яркости облаков изменялись более чем на два порядка. При  $\lambda > 3$  мкм вариации яркости облаков при изменении характера облачности не превышали 50 %.

Излучение земной почвы обычно считается подобным излучению серого тела с коэффициентом излучения  $\varepsilon_{\Theta} = 0,35$ . Нормальная энергетическая светимость излучения квадратного метра почвы с температурой 283 К при принятом выше предположении равна примерно 40 Вт · м<sup>-2</sup> · см<sup>-1</sup> [10]. Однако энергия, дошедшая от почвы до ОЭП, на значительной высоте над поверхностью Земли зависит от спектральных потерь лучистой энергии в атмосфере, а также от добавления собственного излучения атмосферы на протяжении канала связи. Например, вечером почва остывает быстрее, чем воздух. В результате собственное излучение атмосферы в области спектральных полос излучения молекул H<sub>2</sub>O с  $\lambda = 6,3$  мкм и CO<sub>2</sub> с  $\lambda = 15$  мкм дает значительное добавление к излучению почвы. Утром наблюдается обратная картина.

При атаках воздушной цели горизонтально и под небольшим положительным или отрицательным углом тангажа цель находится на фоне неба над линией горизонта или на фоне поверхности Земли непосредственно под линией горизонта. В этих случаях для спек-

Рис. 3.27. График спектральной яркости освещенной Солнцем стороны Земли (сплошная кривая).

Пунктиром даны кривые спектральной яркости абсолютно черных тел при Ө, равной 200 и 300 К



тральных полос сильного атмосферного поглощения различие в яркости небесного и земного фона практически мало. В дальней инфракрасной области для полос с относительно малым атмосферным поглощением яркость поверхности Земли под горизонтом несколько выше, чем яркость неба над горизонтом. При  $\lambda < 3$  мкм яркости неба и поверхности Земли у горизонта близки.

Поверхность водных пространств на Земле практически является волнообразной, состоящей из элементов с различно направленной элементарной поверхностью. Каждый элемент отражает лучистую энергию в различном направлении, создавая блики тогда, когда направление отражения проходит через точку наблюдения. Плоская поверхность воды хорошо отражает и плохо излучает. Реальные водные поверхности становятся хорошими излучателями только при появлении бурунов, пена которых излучает, как идеальный излучатель.

Излучение поверхности Земли в дождь или снег значительно уменьшается, а излучение различных наземных объектов существенно выравнивается. Зеленая растительность поверхности Земли имеет в инфракрасной области коэффициент отражения 0,6... 0,7. Следовательно, шумы от наземных фонов днем при ярком солнечном освещении могут создать помехи, близкие по величине к прямым солнечным засветкам.

При решении задач самонаведения или наведения в космосе в целях встречи искусственных спутников Земли необходимо знать

характер излучения поверхности Земли и плотных слоев земной атмосферы, которое может быть источником фоновых помех. Это излучение зависит от температуры и природы поверхности Земли и атмосферы, состояния облачности, распределения поглощающих и излучающих молекул в атмосфере, уровня рассеянного излучения Солнца.

Рис. 3.28. Спектральная относительная яркость излучения звезд, голубого неба и нагретого окна приемника лучистой энергии



В относительно прозрачных спектральных полосах атмосферы от 8 до 9 мкм и от 10 до 12 мкм в ясную погоду излучение земной поверхности практически полностью проходит в космос. Мощность такого излучения определяется температурой излучающей среды, которая зависит от географической широты и времени года и суток. Спектральная яркость излучения освещенной Солнцем стороны Земли представлена графиком на рис. 3.27. В области спектральных полос поглощения излучения тропосферой максимальную мощность излучения, уходящего в космос, создает лучистая энергия верхнего слоя облачности, а также газовой среды стратосферы. Характер излучения поверхности Земли или облачности и стратосферы в длинноволновой инфракрасной области практически подобен излучению идеальных излучателей при тех же температурах соответственно около 300 и 200 К.

В спектральной области с  $\lambda < 3$  мкм в космос в основном идет отраженный солнечный свет. Мощность этого излучения в сильной степени зависит от спектральных отражающих свойств поверхности Земли на данной ее стороне (почва, растительность, море, снег и т. д.) и от состояния облачности в тропосфере.

Луна излучает как тело, нагретое до температуры 400 ... 425 К, отражает солнечную энергию как спектральный отражатель главным образом при цветовой температуре 3500 ... 5000 К. Ввиду отличия цветовых характеристик Луны и Солнца лунное излучение более насыщено инфракрасными лучами. Принято, что максимум общего излучения Луны соответствует длине волны 0,64 мкм, а ее суммарная энергетическая яркость равна 326 Вт/(м<sup>2</sup> · ср). Средняя суммарная энергетическая освещенность поверхности Земли от Луны в зените составляет при ясном небе 0,25 лк.

Звезды голубого и красного цвета характеризуются цветовой температурой соответственно 10 000 и 4000 К. Кривые спектрального распределения яркости звезд приведены на рис. 3.28, где для сравнения даны также кривые излучения голубого неба и окна приемника лучистой энергии, нагретого лучистым потоком, падающим на ТГС от факела ракетного двигателя. Из рассмотрения графика на рис. 3.28 видно, что помехи от звезд и равномерного голубого неба в инфракрасных приборах самонаведения при  $\lambda = 2,5$  мкм на несколько порядков меньше, чем помехи от нагретого окна приемника.

# ЧАСТЬ ВТОРАЯ ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВСТРЕЧИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

# Глава 4 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕОРИИ И ТРАЕКТОРИИ ВСТРЕЧИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

При решении задач ракетной техники, космонавтики и авиации необходимо обеспечить встречу ЛА в атмосфере или космическом пространстве. Характер проблемы встречи ЛА в зависимости от условий имеет в каждом частном случае специфические особенности. Так, например, при решении задачи обороны страны от космических ЛА и самолетов противника встреча с ними требуется в целях уничтожения боевого оружия врага. В мирных космических полетах при сборке орбитальных межпланетных станций, при передаче космонавтов или грузов с одного ЛА на другой и в ряде других случаев встречу ЛА надо обеспечить без нанесения взаимных повреждений. Характер встречи зависит также от типа ЛА (пилотируемых или беспилотных, управляемых или неуправляемых, наводящихся или самонаводящихся, одноступенчатых или многоступенчатых) и от их технических данных (скорости, маневренности и т. д.), от требуемой точности встречи, состояния среды в зоне встречи, параметров движения цели и других факторов. На основные понятия, закономерности и параметры задачи встречи ЛА во всех возможных случаях сохраняются и носят общий характер.

#### 4.1. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ АЭРОДИНАМИКИ

### Системы координат летательного аппарата

При рассмотрении теории встречи ЛА необходимы краткие сведения из аэродинамики. Изложим основные понятия о системах координат ЛА и о схеме аэродинамических сил и моментов, возникающих в полете.

Положение и направление движения ЛА в пространстве определяются в аэродинамике с помощью трех прямоугольных правых систем координат: стартовой, связанной и скоростной. Положение центра тяжести ЛА определяется стартовой системой координат  $X_0$ ,  $Y_0$ ,  $Z_0$  с началом в точке старта на Земле или в центре масс ЛА-носителя, с которого осуществляется старт и дальнейшее управление полетом ЛА. Если начало стартовой системы координат помещено на поверхности Земли, то ось  $X_0$  направлена горизонтально, а ось  $Y_0$  — вертикально в продольной плоскости ЛА в момент старта; ось  $Z_0$  —





Рис. 4.1. Системы координат ЛА в полете На схеме оси поперечная Z и боковая Z<sub>0</sub> совпадают с осью Z<sub>0</sub> стартовой системы координат и перпендикулярны плоскости схемы

Рис. 4.2. Угол крена ЛА



Рис. 4.3. Угол рыскания Ри



Рис. 4.4. Схема углов скольжения ЛА

направлена перпендикулярно осям  $X_0$  и  $Y_0$  вправо. Если начало стартовой системы координат помещено в центре массы ЛА-носителя, то оси координат стартовой системы ( $X_0, Y_0, Z_0$ ) совпадают с соответствующими осями связанной системы координат ЛА-носителя.

Связанной системой координат ЛА (рис. 4.1) называется прямоугольная система координат X, Y, Z с началом в центре масс ЛА (точка O) и следующим направлением осей: X — вдоль продольной (строительной) оси ЛА в его продольной плоскости симметрии; Y перпендикулярна оси X в той же плоскости в направлении нормали ЛА; Z — перпендикулярна осям X и Y. Оси X, Y, Z называются соответственно продольной, нормальной и поперечной связанными осями ЛА. Нормалью ЛА называется перпендикуляр к оси X, восстановленный в продольной плоскости симметрии вверх при горизонтальном неперевернутом положении корпуса ЛА.

ЛА

Направление осей связанной системы координат летательного аппарата X, Y, Z определяется тремя углами  $\vartheta$ ,  $\gamma$ ,  $\psi$  относительно земной стартовой системы координат  $X_0$ ,  $Y_0$ ,  $Z_0$ . Угол  $\vartheta$  между горизонтом и продольной осью ЛА называется углом тангажа. Угол  $\gamma$ , определяющий поворот корпуса ЛА от горизонтального положения оси Z вокруг его продольной оси X, называется углом крена (рис. 4.2). Угол  $\psi$ , определяющий отклонение продольной оси ЛА от плоскости  $X_0$ ,  $Y_0$  стартовой системы координат, называется углом рыскания (рис. 4.3). Угол  $\gamma$  — положительный, если при наблюдении с хвоста ЛА он отложен по часовой стрелке. Угол  $\psi$  — положительный, если ось X связанной системы при наблюдении сверху по оси  $Y_0$  кажется отклоненной от плоскости  $X_0Y_0$  против часовой стрелки.

В общем случае движения ЛА его продольная ось X не совпадает с касательной к траектории полета (см. рис. 4.1 и 4.4) и между ними существует угол скольжения  $\beta$ , который в аэродинамике принято раскладывать на угол продольного скольжения  $\beta_z$  в продольной плоскости XY и угол поперечного скольжения  $\beta_y$  в поперечной плоскости XZ.

Иногда в движении ЛА скольжение отсутствует. Без бокового скольжения осуществляется прямолинейный полет, а также движение по горизонтальной окружности, называемое правильным виражом. В плотной атмосфере угол скольжения мал и им можно пренебречь. При рассмотрении общего случая полета нужна система координат, облегчающая определение положения ЛА относительно траектории движения с учетом явления скольжения. Такой задаче отвечает скоростная, или поточная система координат.

Скоростной системой координат ЛА называется прямоугольная система координат  $X_c$ ,  $Y_c$ ,  $Z_c$  (см. рис. 4.1 и 4.4) с началом в центре масс ЛА и следующим направлением осей:  $X_c$  — вдоль вектора воздушной скорости ЛА  $\bar{v}_c$  касательно к траектории его полета;  $Y_c$  — вдоль главной нормали к траектории полета, т. е. вдоль линии пересечения плоскости траектории полета с плоскостью  $Y_c$ ,  $Z_c$ , перпенди-кулярной оси  $X_c$ ;  $Z_c$  — перпендикулярна осям  $X_c$  и  $Y_c$ . Направление оси  $Z_c$  в аэродинамике принято называть бинормалью к траектории движения ЛА. Оси скоростной системы координат ЛА называются:  $X_c$  — скоростной осью,  $Y_c$  — осью подъемной силы  $Y_a$  и  $Z_c$  — боковой осью.

Воздушной скоростью ЛА  $\bar{v}_{c}$  называется скорость его поступательного движения относительно воздушной среды.

Поясним взаимосвязь связанной и скоростной систем координат пользуясь схемой на рис. 4.4. Пусть X, Y, Z — оси связанной и  $X_c, Y_c, Z_c$  — оси скоростной системы координат ЛА. Вектор воздушной скорости  $\bar{v}_c$  направлен вдоль скоростной оси  $X_c$ . Проектируя конец вектора  $\bar{v}_c$  на плоскости XY и XZ связанной системы координат, получим соответственно точки  $A_2$  и  $A_3$ . Тогда угол отклонения оси  $X_c$ от оси X есть угол скольжения летательного аппарата  $\beta$ , а его проекции  $< A_4OA_3 = \beta_z$  — угол продольного скольжения;  $< A_4OA_2 =$  $= \beta_{\mu}$  — угол поперечного скольжения. Рассмотренные системы координат имеют следующее назначение. Параметры стартовой системы координат  $X_0$ ,  $Y_0$ ,  $Z_0$  определяют положение центра масс ЛА в пространстве относительно точки старта. Положение осей связанной системы координат определяет с помощью углов тангажа, рыскания и крена ( $\vartheta, \gamma, \psi$ ) положение ЛА относительно стартовой системы координат. Скоростная система координат определяет взаимное положение продольной оси ЛА и вектора его воздушной скорости.

# Уравнение движения и системы сил и моментов летательного аппарата

Характер движения и положение корпуса ЛА в пространстве определяются величинами и направлениями действия основных внешних сил: силы тяжести, осевой силы и аэродинамических сил.

Продольной силой  $R_x$  называется сила, действующая на ЛА в результате взаимодействия двигателя с окружающей средой посредством реактивного потока или винта. Эта сила (рис. 4.5) направлена вдоль продольной оси X летательного аппарата. Величину продольной силы можно изменять с помощью автоматической или управляемой летчиком системы управления двигателем.

Сила тяжести G = mg, где m — масса ЛА, а g — ускорение силы тяжести в данной точке пространства. С изменением высоты полета сила тяжести ЛА изменяется. Особенно существенно это изменение в сравнительно малых интервалах времени при скоростном подъеме или спуске космических ЛА, высотных самолетов-перехватчиков.

Аэродинамическими силами называются силы, возникающие в результате давления воздушной среды на ЛА в полете. Равнодействующая всех сил давления воздуха на ЛА называется полной аэродинамической силой  $R_A$ . Она уравновешивает действие силы тяжести и продольной силы на ЛА и тем самым создает возможность полета аппарата тяжелее воздуха. Для создания условия равновесия сил  $P_x$ , G и  $R_A$  последняя должна быть направлена так, как показано на рис. 4.5, и приложена в центре масс O. В общем случае сила  $R_A$  приложена не в центре масс. При переносе силы  $R_A$  в центр масс возникает момент, который называется аэродинамическим моментом M.

Для того чтобы кратко объяснить механику полета, введем понятие несущей плоскости ЛА (см. рис. 4.5). Под несущей плоскостью понимают такую условную плоскую поверхность на ЛА, результирующая сила давления воздуха на которую векторно равна аэродинамической силе  $R_A$ . Так как сила давления нормальна поверхности, то несущая плоскость перпендикулярна аэродинамической силе.

Обозначим угол между продольной осью X и несущей плоскостью через  $\alpha_{cp}$  и назовем его средним углом атаки. Средний угол атаки обеспечивает прямолинейный горизонтальный полет ЛА без скольжения на расчетной высоте с постоянной расчетной воздушной скоростью. В общем случае при полете со скольжением угол атаки  $\alpha$ отличается от  $\alpha_{cp}$  на угол продольного скольжения  $\beta_z$ . Тогда справедРис. 4.5. Схема взаимолействия внешних сил, приложенных к ЛА в полете

лива зависимость  $\alpha = -\alpha_{cp} + \beta_x$ , определяющая положение несущей плоскости и полной аэродинамической силы в скоростной системе координат.

Движение ЛА в зоне встречи можно рассматривать как движение материальной точки, совпадающей с его центром масс. Угловое положение корпуса ЛА в пространстве определяется положением



связанной системы координат X, Y, Z относительно земной стартовой системы координат  $X_0, Y_0, Z_0$ . Тогда уравнения неустановившегося движения центра масс ЛА в проекциях на оси связанной системы координат записываются в следующем виде:

$$m (dv_{cx}/dt + \omega_{cy}v_{cz} - \omega_{cz}v_{cy}) = G_x + P_x + R_{Ax};$$
  

$$m (dv_{cy}/dt + \omega_{cz}v_{cx} - \omega_{cx}v_{cz}) = G_y + R_{Ay};$$
  

$$m (dv_{cz}/dt + \omega_{cx}v_{cy} - \omega_{cy}v_{cx}) = G_z + R_{Az},$$

где  $v_{cx}$ ,  $v_{cy}$ ,  $v_{cz}$  — составляющие вектора  $\bar{v}_c$  по осям связанной системы координат X, Y, Z;  $\omega_{cx}$ ,  $\omega_{cy}$ ,  $\omega_{cz}$  — составляющие угловой скорости вращения осей связанной системы координат ЛА относительно осей земной стартовой системы координат  $X_0$ ,  $Y_0$ ,  $Z_0$  соответственно по осям его связанной системы координат X, Y, Z; t — время.

При рассмотрении явлений, связанных с аэродинамическим воздействием на ЛА встречного воздушного потока, удобно пользоваться системой уравнений движения его центра масс, составленной с использованием скоростной системы координат. В этой системе координат составляющие вектора воздушной скорости ЛА по осям  $X_c$ ,  $Y_c$  и  $Z_c$ определяются весьма просто:

$$v_{c_{\lambda}c} = v_c; \ v_{cyc} = 0; \ v_{c_{\lambda}c} = 0.$$

Полная аэродинамическая сила в скоростной системе координат дает три составляющие  $X_a$ ,  $Y_a$ ,  $Z_a$ . Первая составляющая  $X_a$ , направленная по скоростной оси  $X_c$  в направлении, обратном вектору воздушной скорости, порождена лобовым аэродинамическим сопротивлением воздушной среды и называется силой лобового сопротивления. Величина  $X_a$  определяется формулой

$$X_a = R_A \sin \alpha$$
.

Вторая составляющая Y<sub>a</sub> полной аэродинамической силы R<sub>4</sub> направлена по оси Y<sub>a</sub> и называется подъемной силой. Основное назначение подъемной силы — компенсация действия силы тяжести. В частном случае прямолинейного горизонтального полета ( $\vartheta - \beta_z = 0$  и  $\gamma = 0$ ) подъемная сила, создаваемая аэродинамическим воздействием воздуха, равна силе тяжести и противоположна ей по направлению. Величина подъемной силы

$$Y_a = R_A \cos \alpha$$
.

При полете с поперечным скольжением возникает составляющая  $Z_a$  полной аэродинамической силы. Она действует вдоль боковой оси Z<sub>c</sub>, называется боковой силой и участвует в компенсации силы тяжести совместно с подъемной силой. Если поперечное скольжение отсутствует, то даже при полете с креном боковая сила равна нулю. Именно такому случаю соответствует, как правило, полет с креном при наведении ЛА на быстродвижущуюся цель, когда пилот старается соблюдать режим правильного виража с достаточно хорошим приближением. В противном случае явление скольжения значительно осложняет действия пилота по обеспечению процесса наведения ЛА на цель. Это положение справедливо и при автоматическом самонаведении, поэтому при объяснении механики явления взаимодействия сил в полете в данной задаче можно боковую силу не учитывать и рассматривать только две составляющие Ха и Уа аэродинамической силы. Этому соответствует плоская схема сил на рис. 4.5. Проекции силы тяжести G на скоростную ось и ось подъемной силы (см. рис. 4.5) определяются формулами:

> $G_{xc} = G \sin (\vartheta - \beta_z);$  $G_{yc} = G \cos (\vartheta - \beta_z).$

Следовательно, для компенсации силы  $X_a$  лобового сопротивления и силы  $G_{xc}$ , создаваемой вдоль оси  $X_c$  силой тяжести, двигатель ЛА должен создать продольную силу  $P_x$ , проекция которой на скоростную ось

$$P_{xc} = P_a \cos \beta_z = Y_a + G_{xc}$$

Вторая составляющая осевой силы

$$P_{yc} = P_x \sin \beta_z,$$

направленная параллельно оси  $Y_{\rm c}$ , после переноса в центр масс ЛА суммируется с подъемной силой. Одновременно возникает опрокидывающий момент  $M_P$ , суммирующийся с аэродинамическим моментом  $M_A$ .

Тогда уравнения неустановившегося движения центра масс ЛА в вертикальной плоскости записываются в скоростной системе координат в следующем виде:

$$md v_{\rm c}/dt = P_x \cos\beta_z - R_A \sin\alpha - G \sin(\vartheta - \beta_z);$$
  
$$mv_{\rm c} d (\vartheta - \beta_z)/dt = P_A \cos\alpha + P_x \sin\beta_z - G \cos(\vartheta - \beta_z).$$

Рис. 4.6. Схема моментов, действующих на ЛА

При установившемся режиме полета вектор скорости ЛА постоянен и уравнения движения центра масс ЛА приводятся к виду

 $P_x \cos \beta_z = G \sin (\vartheta - \beta_z) + R_A \sin \alpha;$ 



$$P_x \sin \beta_z = G \cos \left(\vartheta - \beta_z\right) - R_A \cos \alpha.$$

Исключая величину а, находим уравнения:

 $P_x \cos \beta_z = G \sin (\vartheta - \beta_z) + R_A \sin (\alpha_{cp} + \beta_z),$  $P_x \sin \beta_z = G \cos (\vartheta - \beta_z) - R_A \cos (\alpha_{cp} + \beta_z).$ 

Следовательно, для обеспечения полета в воздушной среде аппарата тяжелее воздуха необходимо уравновесить действие силы тяжести созданием силы тяги с помощью осевой силы двигателя и аэродинамической силы с помощью несущих поверхностей. Величина аэродинамической силы ЛА в аэродинамике определяется формулой

$$R_A = C_R 0.5 \rho_H v_c^2 S_{\Lambda A}.$$

где  $v_c$  — воздушная скорость ЛА;  $\rho_H$  — плотность воздуха на высоте полета;  $S_{ЛA}$  — характерная площадь ЛА;  $C_R$  — коэффициент аэродинамической силы ЛА.

Полную аэродинамическую силу ЛА можно разложить в связанной системе координат по продольной, нормальной и поперечной осям и получить продольную силу сопротивления, а также нормальную и поперечную аэродинамические силы. Их применение удобно в расчетах прочности конструкций ЛА.

Полный аэродинамический момент можно представить в виде составляющих по осям скоростной системы координат  $X_c$ ,  $Y_c$ ,  $Z_c$  или по осям связанной системы координат X, Y, Z. Косинусы углов между соответствующими осями связанной и скоростной систем координат во многих случаях полета в атмосфере мало отличаются от единицы, поэтому в аэродинамике часто отождествляют составляющие полного аэродинамического момента по соответствующим осям связанной и скоростной систем коерязанной и скоростной систем координат, приняв для них следующую терминологию.

Моментом крена  $M_x$  называется аэродинамический момент по оси X или  $X_c$ ; моментом рыскания  $M_y$  — аэродинамический момент по оси Y или  $Y_c$ ; моментом тангажа  $M_z$  — аэродинамический момент по оси Z или  $Z_c$  (рис. 4.6).

#### 4.2. ЛЕТАТЕЛЬНЫЕ АППАРАТЫ

При рассмотрении вопросов теории встречи ЛА необходимо иметь представление об устройстве и основных тактико-технических данных современных типов самолетов, управляемых снарядов, искусственных спутников Земли, а также о современных трактовках проблем организации системы противовоздушной обороны больших территорий. Содержание этого вспомогательного раздела представляет собой материал, опирающийся на данные и мнения зарубежных специалистов, опубликованные в периодической печати.

В статье И. Эбеля «Соображения о современных средствах перехвата» (журнал Forces Aerlennes Fransaises, февр. 1963 г.) проводится анализ тенденций в развитии средств противовоздушной обороны США. И. Эбель считает, что в ближайшие годы нанесение ударов по наземным объектам авиацией будет осуществляться с помощью бомбардировщиков, совершающих для преодоления противозенитной зоны маневр по высоте, переходя от экономичного полета на высоте нескольких километров к бреющему полету на высоте 30 ... 80 м, и имеющих возможность уничтожать цели с больших расстояний с помощью ракет класса «воздух-земля» с ядерными боеголовками. Сверхзвуковые полеты на малых высотах осложняются трудностями для экипажа в пилотировании самолета в условиях высокой турбулентности приземного слоя воздуха и высокой скорости смены подстилающего рельефа, а также повышенными требованиями к авиационным двигателям, обеспечивающим продолжительные сверхзвуковые полеты в плотной атмосфере непосредственно у поверхности Земли. Эти препятствия преодолеваются созданием соответствующих двигателей и разработкой автоматических приборов управления бреющим полетом самолета с автоматическим индикатором навигационной обстановки, входные данные для которого обеспечиваются радиолокационной и оптико-электронной аппаратурой просмотра рельефа местности. Такие приборы управления бреющим полетом самолета должны обладать высокой надежностью, так как любая неполадка может привести к катастрофе.

По мнению И. Эбеля, преимущество прохождения самолетом вторжения зоны противовоздушной обороны на бреющем полете заключается в том, что основные классические управляемые зенитные ракеты, эффективные на больших и средних высотах, становятся беспомощными в борьбе с низко летящими целями. Причинами этого являются принципиальные недостатки в работе наземных радиолокационных станций (РЛС) стартовых позиций зенитных управляемых ракет (ЗУР) по обнаружению низко летящих целей и наведению на них зенитных ракет.

Первый принципиальный недостаток наземных РЛС порожден ограниченностью дальности прямой видимости на малых высотах из-за сферичности поверхностн Земли и местных неровностей ее рельефа. Например, даже при отсутствии местных неровностей и подъеме антенны на высоту 10 м радиолокационная станция, способная обнаружить цели под углом места 0,25°, засечет самолет на высоте 50 м лишь на дальности около 12 км. При скорости полета 600 м/с расстояние до стартовой позиции самолет пролетит за 20 с. Для поражения самолета нужно за время не более 10 с ракету запустить и навести в цель. Это практически невозможно.

Второй недостаток работы РЛС в системе стартовой позиции ЗУР заключается в том, что для запуска и наведения каждой ракеты нужно использовать полностью одну, а чаще две станции, поэтому пока одна ракета не наведена на избранную цель, другие самолеты противника не могут быть поражены другими ракетами стартовой позиции и беспрепятственно могут преодолеть зону ПВО.

Эти соображения полностью распространяются и на систему ракетной ПВО военно-морских кораблей.

Нужно отметить, что И. Эбель рассматривает систему ПВО в классическом ракетном варианте без учета зенитных пушек, пулеметов и малокалиберных ракетных установок. По данным зарубежной печати, практика применения таких средств ПВО во Вьетнаме против низко легящих самолетов вторжения США, в том числе и новейших истребителей-бомбардировщиков F-111A показала, что комбинированная противовоздушная оборона может быть эффективной. Известно, что в Демократической республике Вьетнам за годы войны уничтожено около 5000 самолетов США.

По мнению И. Эбеля, самым эффективным средством борьбы с самолетами вторжения является самолет-перехватчик, вооруженный ракетами класса «воздух—воздух» с приборами самонаведения.

Самолет-перехватчик, по летно-техническими характеристикам эквивалентный самолету вторжения, маневрируя на высоте 11... 12 км, всегда обладает преимуществом в скорости и экономичности полета над летящим на малой высоте самолетом вторжения, так как основные затруднения в осуществлении сверхзвуковых полетов возникают в связи с тепловым барьером, влияние которого в более холодной и разреженной атмосфере на высоте менее существенно. При сближении с целью со снижением самолет-перехватчик или запущенный с него самонаводящийся реактивный снаряд класса «воздух—воздух» всегда получит дополнительное преимущество в скорости за счет земного тяготения.

Для обнаружения самолетов на больших дальностях, как считают иностранные специалисты, нужно на больших высотах иметь малоскоростные экономичные самолеты с радиолокационными и оптическими пеленгаторами. Достаточную надежность выделения сигнала, отраженного низко летящей целью, на фоне подстилающей местности могут обеспечить только радиолокационные или лазерные пеленгаторы, действующие на базе использования эффекта Доплера.

При пеленгации с самолета, летящего на высоте 11 ... 12 км, самолет вторжения не может использовать для укрытия ни местные неровности (холмы, лес и др.) поверхности Земли, ни ее сферичность. При диаметре антенны радиолокатора 0,8 м самолет вторжения типовых размеров можно обнаружить на дальности 60 ... 100 км. В ясную погоду эта задача еще более успешно может решаться малогабаритным лазерным пеленгатором.

И. Эбель указывает, что, например, для создания достаточно надежного прикрытия северо-восточной границы Франции (с ФРГ) потребовалось бы всего шесть самолетов-перехватчиков с пеленгаторами и самонаводящимися снарядами класса «воздух—воздух». При этом считается, что один самолет-перехватчик, имеющий высоту 12 км и скорость, соответствующую M == 2,2, обеспечит в течение 5 мин пеленгацию целей в полосе длиной 200 км и шириной 160 км. Боевая операция против самолетов вторжения должна осуществляться по команде координационного центра путем сосредоточения в районе цели группы перехватчиков. Последнее значительно облегчается в связи с тем, что перехватчики получают преобладание в скорости при снижении с высоты 11 ... 12 км в район низко летящего самолета вторжения.

В качестве иллюстрации технических данных современных многоцелевых военных самолетов приведем данные американского одномоторного истребителя-бомбардировщика F-104G «Старфайтер», состоящего на вооружении стран НАТО: максимальная воздушная скорость, достигаемая на наивыгоднейшей высоте 11 000 м, равна 660 м/с, т. е. 2360 км/ч ( $M \simeq 2$ ); максимальная дальность полета 2800 км; практический потолок  $H_{\rm max} = 20$  км; динамический потолок  $H_{\rm дmax} = 27,5$  км; взлетная масса 9500 кг; экипаж — два человека.

Вооружение самолета F-104G: шестиствольная неподвижная пушечная установка типа «Вулкан» с калибром 20 мм и темпом стрельбы 6000 ... 7000 выстрелов в минуту. Кроме пушечной установки, на самолете можно разместить четыре управляемые снаряда класса «воздух—воздух» типа «Сайдуиндер», или два управляемых снаряда класса «воздух—земля» типа «Буллпап», или другие смешанные варианты боекомплекта с включением авиабомб и неуправляемых ракет. Например, возможен боекомплект из двух снарядов типа «Сайдуиндер» и нескольких авиабомб и неуправляемых реактивных снарядов.

Приборы пеленгации целей, прицеливания и самонаведения снарядов самолета F-104G: радиолокационный пеленгатор для обнаружения и сопровождения целей; оптико-электронный прицел с инфракрасным визиром для прицеливания при воздушной стрельбе из пушек и неуправляемыми реактивными снарядами по воздушным и наземным целям, а также для предварительного прицеливания управляемых снарядов; инфракрасные головки самонаведения управляемых снарядов типа «Сайдуиндер»; прицел для бомбометания с малых высот.

Динамические свойства самолета F-104G при наличии боевой нагрузки характеризуются следующими показателями. Самолет с двумя управляемыми снарядами типа «Сайдуиндер» набирает высоту от 0 до 11 000 м за 90 с. Для дальнейшего подъема самолет нужно разогнать в горизонтальном полете на высоте 11 000 м до скорости 730 м/с, что обеспечивается за 210 с. После этого самолет может подняться до высоты 15 500 м за 140 с. Для его посадки необходима бетонная посадочная полоса длиной не менее 1000 м; посадочная скорость около 300 км/ч. Торможение самолета после приземления осуществляется с помощью парашюта диаметром 5,5 м и механического тормоза прерывистого скольжения тормозными лыжами о поверхность посадочной полосы. Истребители-бомбардировщики США F-111А и F-111В с изменяемой в полете геометрией крыла имеют скорость полета на высоте 11 000 м, соответствующую числу M=2,2, а у поверхности Земли — числу M=1,2. Дальность полета самолета до 3200 км. Самолет рассчитан на семикратные перегрузки, что должно обеспечить высокую маневренность в плотной атмосфере у поверхности Земли.

Самолет модели F-111A предназначен для использования в BBC сухопутных войск в качестве истребителя-бомбардировщика и разведчика. Максимальная перегоночная дальность самолета с дополнительными баками до 5600 км. Самолет взлетает с взлетно-посадочной полосы длиной 900 м. Его взлетная масса 31 ... 32 т. Самолет снабжается двумя турбовинтовыми двигателями.

Самолет модели F-111B предназначен для барражирования зоны противовоздушной обороны военно-морских сил в море, а также для авиационной поддержки высадки морских десантов. В первом случае самолет должен достаточно долго находиться в воздухе, а во втором случае он должен улетать со значительным боекомплектом на большую дальность от авианосца, на полубе которого он базируется. (Авианосцы в целях самосохранения близко к месту высадки десантов не подходят.)

Стоимость программы по опытной разработке и серийной постройке 1700 самолетов F-111 в США определяется суммой порядка 7 млрд. долларов. Стоимость одного самолета около 4 млн. долларов. В качестве недостатков самолета F-111, кроме высокой стоимости, специалисты указывают на то, что из-за высокой нагрузки на пневматики самолет нельзя эксплуатировать без специальной бетонной BIIII, расположение вертикального оперения мещает размещению тормозного паращюта, оборонительное вооружение недостаточно.

Одним из основных многоцелевых истребителей стран, входящих в возглавляемые США военные блоки НАТО, СЕАТО и СЕНТО, является самолет типа «Нортроп» N-146F (рис. 4.7). Максимальная скорость этого самолета равна 2100 км/ч. Его дальность полета с подвесными баками равна 3200 км. Силовая установка самолета включает два турбореактивных двигателя. Взлет самолета осуществляется как с аэродрома, так и с мобильных пусковых установок без разбега. Для сокращения пробега при посадке до 300 м применяются посадочный парашют, задерживающие устройства, а также тормозные лыжи, крепящиеся к колесам. Самолет вооружен двумя управляемыми реактивными снарядами типа «Сайдуиндер» с инфракрасными головками самонаведения и имеет оптико-гироскопический прицел 9 и радиопелен гатор.

Для того чтобы получить представление о работе пилота самолета-истребителя с комплексом инфракрасного и радиолокационного оборудования при поиске и сопровождении воздушных целей и стрельбе по ним, рассмотрим порядок решения этих задач на самолете F-104G.

Поиск воздушной цели на больших дальностях (128, 64 и 32 км) осуществляется радиолокатором с пространственной диаграммой направленности в секторе  $4 \times 90^{\circ}$ . Антенна в режиме поиска отклоняется вверх до ( $+20^{\circ}$ ) и вниз до ( $-40^{\circ}$ ). Ось антенны стабилизирована по углам тангажа и рыскания. На индикаторе радиолокатора отображаются изображение цели, отметка дальности и искусственный горизонт. В процессе поиска цели пилот управляет разверткой антенны кнопкой «Захват цели» на ручке управления самолетом. При этом антенна суживает развертку до эллиптического конуса  $10 \times 4^{\circ}$  около цели. Затем пилот, управляя подвижной отметкой дальности, добивается совмещения отметок дальности и цели. Последующее нажатие кнопки «Захват цели» приводит к автоматическому захвату цели. Тогда пилот, выбирая соответствующий режим полета, следит за совмещением кружка на экране индикатора с отметкой цели и тем самым обеспечивается захват цели инфракрасными головками самонаведения управляеты совеспечивается захват цели инфракрасными самонаведения управляеты собеспечивается захват цели инфракрасными головками самонаведения управляемых снарядов «Сайдуиндер» и осуществляется их пуск.

Если пилот должен провести воздушную стрельбу из неподвижной пушки или неуправляемыми реактивными снарядами, то он начинает атаку с дальности 32 км. Перед началом атаки пилот, выбрав тип траектории встречи и тип оружия, нажатием кнопки на пульте управления вводит соответствующую информацию в вычислительный блок прицела. При совмещении в дальнейшем кружка индикатора с отметкой цели и появлении специальной отметки зоны действительного огня пилот нажимает кнопку стрельбы.



Рис. 4.7. Многоцелевой истребитель типа «Нортроп» F-156:

фикатор; 17 — агрегат кондиционирования воздуха; 13 — воздухозаборник; 19 — предкрылок; 20 — подвесной топливный бак емкостью 750 и; 21 — тидробачок; 28 — иредкрышок; 23 — закрылок; 24 — эперон; 25 — снарда «Сайдуиндер»; 26 — маркерный приемник; 27 — гидробачок; 28 — коробка агрегатов; 29 — укравляемый стабилизатор; 30 — отъемна часть физеляжа; 31 — ТРД с форсажной каме 29 — з роб; 32 — окотейнер торошового паражита; 25 — укравляемий стабилизатор; 30 — отъемна часть физеляжа; 31 — ТРД с форсажной каме 206; 32 — окотейнер торошового паражита; 25 — укравляемия; 34 — дренаж топливных баков; 35 — антенна УВЧ командной рации / – антенна глиссадного приемника; 2 – отбор воздуха от двигателя; 3 – задний бак; 4 – верхний бак; 5 – передний бак; 6 – антенна 1 антенна радиолокатора; 12 – обтекатель; 13 – аптенна командной рации; 14 – передняя стойка шасск; 15 – пульт; 16 – кислородный газиоборудование; 10 — электронное 9 — прицел; сиденье; системы опознавания; 7 — электрооборудовавле; 8 — катапультируемое

Пилот может осуществить прицеливание также с помощью оптико-гироскопического прицела со световым или инфракрасным визиром. Если цель видна, то он следит за ней прицельной маркой прицела. Если цель не видна, то пилот совмещает центральную марку прицела с изображением в поле зрения отметки цели на экране индикатора радиопеленгатора.

Выход из атаки во избежание столкновения с противником должен проводиться немедленно после окончания зоны действительного огня, о чем пилоту сообщается световым сигналом в поле зрения. Стрельба по воздушной цели в ее задней полусфере обычно ведется из пушек, а во встречном бою — неуправляемыми реактивными снарядами. Поражение воздушной цели управляемым снарядом с инфракрасной головкой самонаведения наиболее эффективно в задней полусфере, где мощным излучателем является раскаленное сопло реактивного двигателя.

Характерным примером современных тенденций в развитии военной авиации является создание в Швеции многоцелевого самолета SAAB-37 «Вигген», который выпускается в вариантах истребителя-перехватчика, штурмовика, разведчика и тренировочного самолета. В целях максимальной экономии средств при проектировании и серийном производстве, а также для удобств эксплуатации варианты самолета SAAB-37 отличаются только вооружением и приборным оборудованием. Во все варианты самолета входят: фюзеляж, двигатель, пилотажное оборудование, гиростабилизированная платформа, автопилот, электрооборудование, гидросистема, навигационная, радиотехническая и вычислительная аппаратура. Вооружение, теризуются следующими перечнями:

а) вариант истребителя-перехватчика: радиолокатор перехвата воздушной цели, инфракрасная разведывательная аппаратура, электронная и инфракрасная аппаратура для создания искусственных помех средствам обнаружения и сопровождения противника, тактическое оборудование, вооружение (управляемые ракеты класса «воздух—воздух»; неуправляемые реактивные снаряды, пушки, некоторые виды вооружения самолета-штурмовика);

б) вариант штурмовика: радиолокатор для штурмовых действий, аппаратура связи с наземными и военно-морскими объектами, тактическое оборудование, электронная и инфракрасная аппаратура для разведки и создания искусственных помех средствам обнаружения и слежения противника, вооружение (управляемые ракеты типа «Робот 304» класса «воздух—морские цели», управляемые ракеты класса «воздух—поверхность суши», неуправляемые ракеты, бомбы, мины, пушки, управляемые ракеты класса «воздух—воздух»;

в) вариант разведчика: специальное радиолокационное и инфракрасное оборудование для разведки, фотооборудование, электронная и инфракрасная аппаратура для создания искусственных помех средствам обнаружения и слежения противника;

г) тренировочный вариант: кабина с оборудованием для летчика-инструктора.

Все варианты самолета SAAB-37 рассчитаны на пользование сравнительно короткой и узкой взлетно-посадочной полосой, а также прямыми участками асфальтированных дорог. Общая стоимость заказа 800 самолетов SAAB-37, включая проектирование, определена в 8,2 млрд. крон (1,7 млрд. долларов). Один самолет стоит примерно 10 млн. крон.

Зарубежные специалисты считают, что использование орбитальных ЛА для обнаружения и поражения межконтинентальных ракет и самолетов нападения с воздуха дает возможность обнаружить ракеты или самолеты не только на конечном участке траектории, когда время для борьбы с ними крайне ограничено, но и непосредственно после запуска. Это выгодно потому, что на начальном участке траектории ракета представляет собой крупный многоступенчатый ЛА с работающим мощным реактивным двигателем. Обнаружение факела такого двигателя из космоса можно легко осуществить с помощью инфракрасных пеленгаторов.

За рубежом ведутся работы по созданию «экранирующей системы», обеспечивающей защиту территории страны или группы стран от воздушного нападения стратегических ракет и бомбардировщиков с помощью ИСЗ. Для обеспечения эффективной «экранирующей системы» ПВО нужно иметь в этой системе несколько тысяч оборонительных спутников, вооруженных самонаводящимися снарядами, способными лететь для спуска с высот 200 ... 350 км в течение 65 ... 150 с. Эти снаряды Рис. 4.8. Общий вид автоматического антиспутника фирмы «Вестингауз»:

1 — осевое сопло; 2 — надувная параболическая антенна радиолокационной стан-ции обнаружения и самонаведения на инспектируемые спутники; 3 - телеметрическая антенна; 4 - телевизионная антенна; 5 — антенна радиомаяка; 6 — антенна командной радиолинии управления спутником Земли; 7-термоэлектрические источники питания; 8 - сопла двигателей управления положением спутника; 9 - сопла двигателей изменения направления движения спутника; 10 — аппаратура анализа данных и счетно-решающее устройство системы управления; 11 - блок чувствительных элементов (телевизионная камера. инфракрасные пеленгатор и прибор самонаведения, радиометрическая аппаратура); 12 — вторая ступень ракеты-носителя; 13 - обследуемый спутник; 14 - спутникперехватчик (антиспутник)



должны быть снабжены инфракрасными головками самонаведения с дальностью действия до нескольких сот километров.

Другим вариантом поражения межконтинентальных ракет и спутников нападения из космоса является самонаведение самого ИСЗ-перехватчика. Фирма «Вестингауз» разработала проект спутника-перехватчика, который должен быть выведен в космос впереди и несколько выше обследуемого спутника противника, имея несколько меньшую скорость орбитального полета. При этом, естественно, в общем случае нельзя обеспечить точное наложение траекторий обоих спутников. Летательные аппараты могут быть расположены после выведения на орбиту спутникаперехватчика 14, например, так, как это представлено на рис. 4.8.

Пеленгаторы антиспутника проводят автоматически поиск спутника 13 для обеспечения захвата его прибором самонаведения, который обеспечивает командные информационные сигналы управления коррекционными тормозными двигателями антиспутника на этапе сближения. На близком расстоянии инфракрасная аппаратура обследует спутник противника и по телевизионному каналу передает информацию наземным центрам, откуда после обработки информации и принятия решения по каналу связи передается команда о дальнейших действиях антиспутника. Антиспутник либо сближается со спутником противника с помощью прибора самонаведения вплоть до встречи и уничтожения цели, либо может быть возвращен на Землю, либо должен сгореть при потере скорости и снижении в плотные слои атмосферы. В последнем случае в целях освобождения космоса от ненужных тел, мешающих наблюдению за действующими спутниками, целесообразно антиспутник,

Рис. 4.9. Типовые схемы размещения основных элементов в снаряде:

Схема І

І — взрыватель; 2 — кислитель; 3 — аппаратура управления; 4 — воздушный баллон; 5 — антенна; 6 — двигатель; 7 — антенна; 6 — топливо; 9 — центр массы; 10 — аппаратура наведения; 11 — боевой заряд Схема II

1 — аппаратура управления; 2 — боевой заряд; 3 взрыватель; 4 — пороховая шашка маршевого полета; 5 — пороховая шашка стартового участка; 6 — аппаратура самонаведения





Рис. 4.10. Компоновочная схема самонаводящегося снаряда класса «воздух—воздух» «Файрстрик» с инфракрасной головкой

3 — зеркало; 4 — стабилизатор головки ная труба двигателя; 36 — сопло двигателя; 37 — инициатор; 38 — баллон с воздухом тороидальной формы, расположенный вокруг выхузел 20 — цилиндры приводов; 21 — цепная передача и звездочка 26 -28 — болты крепления крыла; 29 — монолитное крыло; 30 — розетка (разъем) для различ--- срезающий разъем; 33 - корпус двигателя; 34 - заряд твердого топлива; 35 - выхлопкрепится башмака: 52 — қрышка; 53 — штуцер для подачи холодного воздуха; 54 — штуцер для подачи — цилиндр с аммиаком; 62 — обтекатель; 63 — установочная центрирующая шпилька; — pe3b6a, разъем подсоединения проводок; 48 — уплотнитель; 49 — пробка резервуара с аммиаком несущий рули управления; 25 — силовой корпус; самонаведения; 5 — шарнирные крепления; 6 — узел переднего взрывателя; 7 и 8 — электронное оборудование систем управления; оборудование отсека; 13 57 — изоляционное кольцо; 58 — узел инициатора; 59 — пусковой и редукционный клапаны; 44 — пусковой башмак; 45 — направляющие пускового 41 — отливка, в которой 12 — электронное оборудование взрывателя; на которую монтировано лопной трубы двигателя; 39 — клапан для зарядки баллона воздухом; 40 — хвостовая часть снаряда; — восьмигранный пирамидальный прозрачный носовой конус; 2 — оптический контррефлектор; *16* — pama, агрегата управления; 22 — тяги управления; 23 — хвостовые рули; 24 — корпус, преобразователь; 10 — узел скоростного гироскопа; 11 — выпрямители; узел источника питания; 18 — корпус блока приводов; 19 — блок приводов; 56 — гайка цилиндра; заднего взрывателя; 14 – окошки взрывателя; 15 – теплообменник; удерживающая башмак; 60 — установочные шлицы; 61 болта; 47 — стыковой горячего воздуха; 55 — уплотнительное кольцо; - основные крепления крыла; 31 — розетка для контроля; 32 CDESHOFO боевая часть; 42 - боевая часть; 43 -- направляющие на снаряде; *51 —* гайка - элемент подвески - срезной болт: ных подводок; обтекатель; 27 фазовый 50 46





Рис. 4.11. Общий вид снаряда «Сайдуиндер» с инфракрасной головкой

Рис. 4.12. Общий вид снаряда «Фолкон» с инфракрасной головкой самонаведения



Рис. 4.13. Общий вид снаряда «Спарроу» с радиолокационной системой самонаведения

выполнивший свою задачу, затормозить двигателем, чтобы ускорить его снижение в плотные слои и сгорание.

Фирмы «Хьюз» и «Локхид» создают обитаемый спутник, рассчитанный на экипаж из трех человек и способный маневрировать для обеспечения встречи с другими ИСЗ. Поиск цели и наведение должен производить космонавт с помощью оптического прицела, вычислительный блок которого определяет необходимый маневр летательного аппарата.

Размещение основных элементов снаряда иллюстрируется схемами на рис. 4.9. В снаряде с жидкостным двигателем (сх. I) баки с окислителем и горючим для достижения равновесия моментов в процессе сжигания горючего в полете расположены симметрично относительно центра массы. Передний отсек занят взрывателем и боевой частью. Аппаратура и приводы управления расположены вблизи рулей.

В самонаводящемся снаряде с твердотопливным двигателем (сх. II) аппаратура самонаведения и управления размещена в носовой части. Боевой заряд и взрыватель расположены между рулями и пороховым двигателем. Передняя шашка с высокой скоростью горения используется для разгона снаряда при старте. Задняя шашка является медленно горящим топливом маршевого двигателя.

Для пояснения устройства типового самонаводящегося снаряда с инфракрасной головкой самонаведения и твердотопливным двигателем на рис. 4.10 приведена компоновочная схема снаряда «Файрстрик». На рис. 4.11 дан общий вид самонаводящегося снаряда с инфракрасной головкой самонаведения типа «Сайдуиндер». Снаряд построен по аэродинамической схеме «утка» с вынесенными вперед крестообразными рулями и крестообразными неподвижными крыльями-стабилизаторами. Двухступенчатый реактивный твердотопливный двигатель обеспечивает полет снаряда на активном участке в течение 2 с.

На рис. 4.12 приведен общий вид снаряда «Фолкон», имеющего инфракрасную головку самонаведения и твердотопливный двигатель. Этот снаряд управляется четырьмя рулями, укрепленными на задней кромке крестообразных крыльев.

На рис. 4.13 приведен общий вид снаряда типа «Спарроу», который управляется радиолокационной системой самонаведения и имеет двигатель либо с жидким долгохранящимся топливом, либо с твердым. Скорость этого снаряда достигает 3600 км/ч. Полезно для сравнения отметить, что при примерно одинаковой скорости и дальности полета масса снаряда «Спорроу» (181 кг) более чем в 3 раза превышает массу снаряда «Фолкон» GAR-3A (55 кг). Соответственно габариты спарядов равны 3,7 × × 1,0 × 0,22 м и 2,1 × 0 6 × 0,17 м. Следовательно, снаряды с инфракрасной головкой самонаведения существенно меньше по габаритам и массе, чем снаряды с радиотехнической системой самонаведения. Так как по общепринятым нормам на каждый килограмм полезной массы на ЛА общая полетная масса ЛА неизбежно возрастает не менее чем на 10 ... 12 кг, то предпочтительность применения снарядов класса «воздух—воздух» с инфракрасными приборами самонаведения очевидна и в целях уменьшения массы и стоимости ЛА носителей.

# 4.3. НАЧАЛЬНЫЕ ГИПОТЕЗЫ ТЕОРИИ ВСТРЕЧИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Для внесения стройности в изложение теории встречи ЛА с целью целесообразно предварительно осветить основные начальные гипотезы и принятую терминологию. Поскольку решение задачи встречи зависит от состояния ЛА-носителя, снаряда, цели и окружающей среды, то в первую очередь необходимо осветить начальные гипотезы и терминологию, определяющие параметры этих объектов. Напомним, что ряд параметров ЛА уже освещен в предыдущем разделе.

В качестве основных начальных гипотез теории встречи ЛА примем следующие:

1. Вектор скорости воздушной среды  $\bar{v}_{\rm B}$  в зоне встречи за время полета ЛА и снаряда по траектории встречи постоянен. Это означает, что перемещение воздушной среды (ветер) сообщает цели, ЛА и снаряду одинаковое переносное движение, поэтому ветер можно исключить из рассмотрения задач встречи ЛА. Такое допущение не внесет существенных ошибок, так как за время движения ЛА по траектории встречи изменение влияния ветра в пределах зоны встречи при современных скоростях снаряда и цели не может быть заметным. Учет его при рассмотрении общей теории встречи вызовет нецелесообразные усложнения, так как по своему характеру влияние ветра относится к категории случайных возмущений. «Зона встречи» характеризует область пространства, в которой происходит движение цели, ЛА-носителя и снаряда за время полета по траектории встречи.

2. Величина воздушной скорости ЛА-носителя за время его движения по траектории встречи постоянна. Если носителем является беспилотный ЛА, то эта гипотеза соблюдается с весьма высокой точностью, определяемой заранее известными его техническими характеристиками. Если носителем является пилотируемый ЛА, то во время атаки противника, как правило, летчик старается по тактическим соображениям лететь с постоянной скоростью, равной максимальной боевой скорости ЛА или близкой к этой величине. Это отклонение не превышает 10 %.

3. Величина воздушной скорости снаряда характеризуется постоянным значением величины средней полетной скорости снаряда  $v_{\rm cp}$ , определяемой при данных аэробаллистических свойствах снаряда в функции дальности его полета по следующей формуле:  $v_{\rm cp} = L/t_{\rm n}$ , где L — дальность полета снаряда;  $t_{\rm n}$  — время полета снаряда на дальность L.

4. Направление вектора воздушной скорости ЛА совпадает с его продольной осью. При этом скольжение отсутствует (β = 0) и скоростная и связанная системы координат совпадают. Физический смысл

явления скольжения и возможность пренебрежения им в задачах встречи ЛА пояснены в разд. 4.1.

5. Вектор скорости цели  $\bar{v}_{u}$  за время полета ЛА по траектории встречи постоянен. Это означает, что цель за это время не изменяет ни величины скорости, ни направления. Если целью является беспилотный межконтинентальный или орбитальный ЛА, то эта гипотеза выполняется с весьма высокой точностью, так как возможности маневра в данном случае ограничены большой скоростью ЛА. Если целью является пилотируемый ЛА — самолет-бомбардировщик, то при выполнении своего основного боевого задания - бомбометания он, как правило, летит на боевом курсе прямолинейно и равномерно. При уходе от истребителя в силу относительно меньшей маневренности бомбардировщик стремится выйти из зоны воздушного боя прямолинейно и с максимально возможной скоростью, величина которой для данного типа самолета постоянна. Существенные отклонения от данной гипотезы возможны в маневренном воздушном бою истребителей. Так как аналитическое рассмотрение произвольного маневренного воздушного боя представляет собой весьма сложную проблему, не входящую в задачу настоящего учебного пособия, то указанным отклонением от принятой гипотезы здесь можно пренебречь.

6. Вектор относительной начальной скорости снаряда  $\bar{v}_0$  совпадает при стрельбе из неподвижно закрепленных артиллерийских или пусковых установок ЛА с его продольной осью. Относительной начальной скоростью снаряда  $\bar{v}_0$  называется скорость движения снаряда относительно пусковой или артиллерийской установки в момент старта, т. е. при отделении снаряда от установки. Эта гипотеза предполагает малыми угол вылета снаряда из ствола артиллерийской установки и угол  $\beta_0$  начального скольжения ракеты в момент ее старта.

Угол вылета снаряда из ствола авиационной пушки (угол между осью ствола и направлением вектора  $\bar{v}_0$ ) не превышает нескольких угловых минут и может не учитываться. Угол  $\beta_0$  начального скольжения ракеты (угол между осью ракеты и вектором скорости ее полета относительно воздушной среды в момент старта) при запуске с ракеты-носителя мал и может не учитываться. При запуске ракеты с самолета-носителя угол  $\beta_0$  может достигать нескольких градусов. Условимся при анализе основных прицельных схем его не учитывать, а в дальнейшем рассмотрим отдельно учет поправок на начальное скольжение ракеты в момент старта. Следовательно, пока предполагаем, что абсолютная начальная скорость снаряда, т. е. скорость снаряда относительно воздушной среды, в момент старта из неподвижной артиллерийской или пусковой установки ЛА выражается формулой:  $v_{0c} = v_c + v_0$ .

7. Управляемый летательный аппарат-носитель или снаряд движется в зоне встречи по идеальной траектории встречи. Фактически движение происходит по какой-то более сложной траектории, представляющей результат наложения на идеальную траекторию встречи отклонений, вызванных случайными возмущениями от внеш-

5 Лазарев Л. П.

ней среды и влиянием управляющих воздействий системы наведения или самонаведения. Однако при рассмотрении схем теории встречи этими отклонениями ввиду относительно малой величины и случайности их характера можно пренебречь.

8. При рассмотрении прицельных схем воздушной стрельбы принимается прямолинейная траектория движения неуправляемого снаряда с момента старта до встречи с целью. Угловая поправка на криволинейность траектории неуправляемого снаряда под действием земного притяжения в виде угла прицеливания α, а также угловая поправка на вращательный эффект снаряда в виде угла α<sub>вр</sub> учитываются дополнительно. Методы независимого учета этих поправок изложены после рассмотрения основных траекторий и прицельных схем теории встречи в разд. 5,5. ... 5,10.

# 4.4. ТРАЕКТОРИИ ВСТРЕЧИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

## Этапы встречи

Процесс движения ЛА до встречи с целью можно разделить на несколько этапов.

Полет ЛА в район цели — с помощью собственного двигателя при одноступенчатой системе или с помощью ЛА-носителя при многоступенчатой системе. Этот этап, как правило, осуществляется по командам наземных систем управления.

Поиск цели — во время дальнейшего полета одноступенчатого или многоступенчатого ЛА в районе цели с использованием команд наземного управления и поисковых устройств бортовых радиолокационных и оптических приборов обнаружения. В конце поиска цели ЛА находится в такой области пространства, в которой наблюдение за целью обеспечивается визуально или его бортовыми приборами.

Сближение с целью — движение ЛА к цели при наблюдении за нею в такую точку пространства, из которой можно начать полет по траектории встречи при непрерывном слежении за целью. Эту точку пространства назовем исходной точкой траектории встречи.

Полет по траектории встречи — движение ЛА по вполне определенной траектории, обеспечивающей его перемещение из исходной точки траектории встречи в точку встречи, т. е. в такую точку пространства, куда ЛА и цель приходят одновременно. Характер траектории встречи определяется заранее выбранным методом наведения или самонаведения ЛА. Последняя ступень многоступенчатого ЛА пролетает часть траектории встречи с носителем и часть отдельно. Последняя ступень ЛА может иметь участки активного движения с работающим реактивным двигателем и пассивного движения по инерции. Ракеты, как правило, имеют и активный и пассивный участки. Снаряд артиллерийского оружия имеет только пассивный участок.

## Траектория погони

Траектория погони известна еще в древности в виде кривой погони охотничьей собаки за зверем. В процессе преследования зверя собака зрением и обонянием непрерывно определяет направление, где в данный момент находится зверь, и бежит в этом направлении, поэтому траектория погони иногда называется «собачьей кривой». Траекторией погони называется кривая полета ЛА, в любой точке которой продолжение его вектора воздушной скорости  $\bar{v}_c$  и скоростной оси  $x_c$  проходит



через цель. Некоторые авторы траекторию погони называют траекторией «чистого преследования».

Для пояснения характера траектории погони обратимся к рис. 4.14. Цель, находящаяся в начальный момент времени на начальной дальности  $L_0$  от ЛА в точке  $\mathcal{U}$  и имеющая связанную систему координат  $x_{\rm п}$ ,  $y_{\rm u}$  и  $z_{\rm u}$ , движется равномерно и прямолинейно со скоростью  $v_{\rm n}$ . Напомним, что по начальным гипотезам теории встречи скоростная и связанная системы координат считаются совпадающими. ЛА, атакующий цель, находится в начальный момент в точке O. Его вектор  $\bar{v}_{\rm c}$  и продольная ось x в начальном положении направлены в цель. В любой другой момент при нахождении ЛА на траектории погони в точках  $O_1$ ,  $O_2$  и т. д. его вектор  $\bar{v}_{\rm c}$  и продольная ось x направлены соответственно в точки  $\mathcal{U}_1$ ,  $\mathcal{U}_2$  и т. д., где в этот момент находится цель.

Угол между вектором  $\bar{v}_{\mu}$  и направлением линии цели от цели на оружие называется курсовым углом цели q. Угол  $\phi$ , дополняющий курсовой угол до  $\pi$ , называется дополнительным курсовым углом.

Встреча атакующего ЛА с целью по траектории погони при атаке с задней полусферы возможна только при наличии у атакующего необходимого превышения скорости, т. е. при  $\bar{v}_c/\bar{v}_{\mu} = k_v > 1$ . Чем больше скоростной коэффициент  $k_v$ , тем выше скорость сближения ЛА и тем быстрее при других равных условиях происходит их встреча. Согласно определению траектории погони и рис. 4.16 встреча происходит в точке *B*, когда атакующий ЛА заходит в хвост цели, направление векторов  $\bar{v}_c$  и  $\bar{v}_{\mu}$  совпадает, а дистанция  $L_0$  уменьшается до нуля.

# Траектория преследования с переменным упреждением

Траекторией преследования с переменным упреждением называется кривая движения ЛА, в любой точке которой его продольная ось x и  $\bar{v}_c$  направлены в упрежденную точку  $A_y$ , т. е. в такую точку пространства, где должна произойти при сохранении мгновенных значений векторов  $\bar{v}_c$  и  $\bar{v}_{\mu}$  встреча атакующего ЛА с целью. При начальных гипотезах теории точка упреждения лежит на продолжении направления векторов  $\bar{v}_{\mu}$  и  $\bar{v}_{g}$ .

Пусть цель летит с воздушной скоростью  $\bar{v}_{\rm u}$  и в начальный момент времени находится в точке  $\mathcal{U}$  (рис. 4.15). Если воздушная скорость атакующего ЛА скалярно равна  $v_{\rm c}$ , то в момент нахождения его в точке O вектор  $\bar{v}_{\rm c}$  и ось x направлены в упрежденную точку  $A_{\rm y}$ , где при данных условиях произойдет встреча ЛА.

Линия OU, определяющая направление визирования с атакующего ЛА на цель, называется линией цели. Линия OA, определяющая направление от атакующего ЛА в упрежденную точку, называется линией упреждения. Угол между линией цели и линией упреждения ф называется углом упреждения. Путь цели  $UA_y$  за время прямолинейного полета атакующего ЛА из точки O в упрежденную точку  $A_y$ называется линейным упреждением. Расстояние от точки старта Oдо цели в момент старта  $OU = L_0$  есть начальная дальность, а расстояние от точки старта O до упрежденной точки  $OA_y = L_y$ , есть упрежденная дальность.

Треугольник  $OA_y \mathcal{U}$ , сторонами которого являются линия цели, линия упреждения и линейное упреждение, называется треугольником упреждения, а плоскость, содержащая этот треугольник — плоскостью упреждения. Плоскость упреждения содержит в себе векторы  $\vec{v}_c$  и  $\vec{v}_{\pi}$  воздушных скоростей атакующего и атакуемого ЛА.

Из треугольника упреждения ОА<sub>у</sub>Ц напишем формулу упреждения

$$\sin \psi = (v_{\rm u} t_{\rm y} \sin \varphi)/L_{\rm y}.$$

Здесь  $t_y$  — время полета атакующего ЛА на дистанцию упреждения  $L_y$ . В частном случае, когда  $v_c = \text{const}$ , запишем уравнение в следующем виде:

$$\sin \psi = (v_n \sin \phi)/v_c$$

так как

$$L_{\rm y}/t_{\rm y}=v_{\rm cp}=v_{\rm c}.$$

Аналогично для любого другого положения цели  $\mathcal{U}_1, \mathcal{U}_2, ..., \mathcal{U}_n$ найдем в пространстве точки  $O_1, O_2, ..., O_n$ , которые являются вершинами углов упреждения  $\psi_1, \psi_2, ..., \psi_n$ , опирающихся на отрезки линейных упреждений  $\mathcal{U}_1 A_{y1}, \mathcal{U}_2 A_{y2}, ..., \mathcal{U}_n A_{yn}$ . Во всех этих по-



Рис. 4.15. Траектория преследования с упреждением

Рис. 4.16. Схема параллельного сближения

ложениях линии упреждения  $OA_{y1}$ ,  $OA_{y2}$ , ...,  $OA_{yn}$  направлены в точки упреждения и совпадают с мгновенным направлением вектора  $\ddot{v}_c$ .

Отсюда следует, что траектория преследования с упреждением

проходит через точки  $O, O_1, O_2, ..., O_n$  касательно к мгновенным положениям вектора  $\vec{v}_c$ . Таким образом, старт снаряда, летящего прямолинейно вдоль линии упреждения с постоянной воздушной скоростью  $\bar{v}_c$ , теоретически обеспечивает встречу с целью из любой точки траектории преследования с упреждением.

# Траектория параллельного сближения

Траектория параллельного сближения характерна тем, что при движении по ней сохраняется постоянство направления линии цели. Пусть в начальный момент атаки цель находится в точке *U*, а атакующий ЛА — в точке *O* (рис. 4.16).

На траектории параллельного сближения при движении цели с постоянной воздушной скоростью  $\bar{v}_{\rm II}$  в любой точке ее траектории  $\mathcal{U}, \mathcal{U}_1, \mathcal{U}_2, ..., \mathcal{U}_n$  курсовой угол остается постоянным. Так как согласно начальным гипотезам теории встречи воздушная скорость  $\bar{v}_{\rm d}$ атакующего ЛА постоянна, то траектория параллельного сближения является прямой, направление которой определяется углом упреждения  $\psi$  между линией цели  $\mathcal{O}\mathcal{U}$  и вектором  $\bar{v}_{\rm d}$ .

Пересечение траектории параллельного сближения с линией пути цели дает точку встречи В. Положение атакующего летательного аппарата  $O_1, O_2, ..., O_n$  в моменты нахождения цели в точках  $\mathcal{U}_1, \mathcal{U}_2, ..., \mathcal{U}_n$  определяется пересечением его траектории с соответствующими линиями цели. Угловая скорость линии цели, т. е. относительная угловая скорость цели  $\omega$ , в данном методе равна нулю.

В методе параллельного сближения оптическая ось координаты стабилизирована по заданному направлению в абсолютном пространстве.

### Траектория пропорционального сближения

Траекторией пропорционального сближения называется такая кривая движения атакующего ЛА, на которой угловая скорость ω<sub>с</sub> поворота его вектора воздушной скорости пропорциональна относительной угловой скорости цели. Следовательно, в данном случае справедлива зависимость

$$\omega_{\rm c} = k_{\omega}\omega,$$

где  $k_{\omega}$  — коэффициент метода пропор ционального сближения, обычно равный 3 ... 5 [16].



Рис. 4.17. Схема пропорционального сближения



Метод пропорционального сближения позволяет учитывать тенденцию в изменении относительной угловой скорости цели  $\omega$  и тем самым приближенно осуществлять траекторию параллель-

ного сближения, приближая  $\omega$  к нулю путем поворота вектора  $\bar{v}_c$  с угловой скоростью  $\omega_c = k_\omega \omega$ . Поясним этот метод, используя схему рис. 4.17, где треугольник *ОЦВ* определяет условия параллельного сближения, к которым желательно свести решение задачи методом пропорционального сближения.

Построим три вектора воздушной скорости атакующего летательного аппарата  $\bar{v}_{c1}$ ,  $\bar{v}_{c2}$ ,  $\bar{v}_{c3}$ , равные скалярно; но различно направленные. Построим также поперечные составляющие воздушной скорости цели  $\bar{v}_{\mu}$  и векторов  $\bar{v}_{c1}$ ,  $\bar{v}_{c2}$ ,  $\bar{v}_{c3}$ , обозначив их соответственно через  $\tilde{v}_{\mu}$ ,  $\bar{v}_{c1}$ ,  $\bar{v}_{c2}$ ,  $\bar{v}_{c3}$ .

Относительная угловая скорость цели выражается зависимостью

$$\omega = (v_{\mu} \sin \varphi - v_{c} \sin \psi)/L_{0}.$$

Из схемы следует, что  $\vartheta_{c2}$  соответствует условиям метода нараллельного сближения:

$$\bar{\boldsymbol{v}}_{c2} = \bar{\boldsymbol{v}}_{u}; \ \boldsymbol{\omega}_{2} = 0; \ \boldsymbol{\omega}_{c2} = 0.$$

При положении вектора vc1 справедливы неравенства:

 $\bar{v}_{c1} < \bar{v}_{u}; \ \omega_1 > 0; \ \omega_{c1} > 0.$ 

Следовательно, для приближения траектории этого случая к траектории параллельного сближения необходимо уменьшить  $\omega_1$ , что можно осуществить при постоянных значениях  $\bar{v}_{\rm q}$  и  $\bar{v}_{\rm c}$  поворотом вектора  $\bar{v}_{\rm c1}$  с угловой скоростью

$$\omega_{c1} = k_{\omega}\omega_{1} = k_{\omega} (v_{\mu}\cos\varphi - v_{c1}\cos\psi_{1}).$$

Из полученных зависимостей следует, что  $\omega_{c1} > 0$ , следовательно, вектор  $\bar{v}_{c1}$  в процессе атаки должен повернуться в положительном направлении, т. е. к вектору  $\bar{v}_{c2}$ . Поворот вектора  $\bar{v}_{c1}$  должен закончиться тогда, когда вектор  $\bar{v}_{c1}$  будет параллелен направлению линии упреждения. При этом достигается приближенное решение задачи наведения по методу параллельного сближения. Характер траектории такого решения показан на рис. 4.17 пунктиром. Например, траектория может быть криволинейной на участке  $OO_1$  и прямолинейной на участке  $O_1B_1$ . Криволинейный участок может иметь любую протяженность на траектории. Это зависит от величины выбранного коэфРис. 4.18. Схема относительного движения цели при пропорциональном сближении (ОО1  $\| v_{II} )$ 

фициента  $k_{\omega}$ . Подробное рассмотрение последнего случая ( $\bar{v}_{c3}$ ) ввиду аналогии нецелесообразно.

Уравнения относительного движения цели в связанной системе координат атакующего ЛА при пропорциональном сближении можно ( записать, рассмотрев схему на рис. 4.18, отражающую перемещение

ł



обоих ЛА в одной плоскости. Взаимное положение атакующего ЛА и цели  $\mu$  определяется дальностью  $L_0$  и углами  $\varphi$  и  $\psi$  между линией цели и соответствующими векторами скорости  $\bar{v}_{\mu}$  и  $\bar{v}_{c}$ .

При непрерывном процессе пропорционального сближения уравнение скорости изменения дальности записывается в следующей форме:

$$\dot{L}_0 = v_{\rm u} \cos \varphi - v_{\rm c} \cos \psi.$$

Уравнение угловой скорости линии цели запишем в следующем виде:

$$L_0 \dot{\varphi} = v_{\rm H} \sin \varphi - v_{\rm c} \sin \psi,$$

где  $\dot{\phi} = \omega$  (при постоянном направлении  $v_{u}$ ). Так как  $\dot{\phi}$  и  $\psi$  непосредственно измерить нельзя, то уравнение угловой скорости поворота вектора  $\bar{v}_{c}$  на основании формулы метода пропорционального сближения найдем с помощью угла  $\psi_{c}$ , определяющего положение вектора  $\bar{v}_{c}$  относительно параллельного линии пути цели стабилизированного направления  $OO_{1}$  и его производной по времени:

$$\dot{\psi}_{\rm c} = k_{\omega} \dot{\varphi}.$$

Здесь  $\dot{\psi}_c$  — абсолютная угловая скорость поворота вектора  $\bar{v}_c$ , т. е.  $\dot{\psi}_c = \omega_c$ .

Решение системы трех последних уравнений в замкнутой форме возможно только при  $k_{\omega} = 2$ . В других случаях эта система уравнений решается только методами численного интегрирования. Для приближенной сравнительной оценки методов сближения летательных аппаратов ограничимся случаем  $k_{\omega} = 2$ . Тогда  $\dot{\phi}_{c} = 2\dot{\phi}$ .

На основании схемы (см. рис. 4.18), учитывая непрерывность процесса пропорционального сближения, запишем

 $\dot{\phi}=\dot{\psi}+\dot{\psi}_{c}.$ 

После подстановки  $\dot{\psi}_c$  в это уравнение получим

$$\dot{\phi} = \dot{\psi} + 2\dot{\phi}.$$

Отсюда следует равенство  $\dot{\phi} = -\dot{\psi}$ .

Интегрируя последнее уравнение по времени в пределах от  $\tau = 0$  до  $\tau$ , которому соответствуют  $\phi$  и  $\psi$ , найдем зависимость

$$\varphi = \alpha_0 - \psi$$
,

где  $\alpha_0 = \psi_0 + \phi_0 = \text{const};$ 

 $\psi_0$  и  $\phi_0$  — постоянные для данной атаки начальные значения углов  $\psi$  и  $\phi$  при  $\tau = 0$ .

Заменяя в системе уравнений ф и ф, получим два уравнения:

$$L = v_{\mu} \cos(\alpha_0 - \psi) - v_c \cos\psi;$$
  
-  $L_0 \dot{\psi} = v_{\mu} \sin(\alpha_0 - \psi) - v_c \sin\psi.$ 

Поделим первое уравнение на второе, введем обозначение скоростного коэффициента  $k_v = v_c/v_{\rm q}$  и проведем тригонометрические преобразования, после этого получим дифференциальное уравнение траектории пропорционального сближения

$$\frac{\dot{L}_0}{L_0} = \dot{\psi} \frac{(k_v - \cos \alpha_0) \cos \psi - \sin \alpha_0 \sin \psi}{(k_v + \cos \alpha_0) \sin \psi - \sin \alpha_0 \cos \psi}.$$

Интегрирование этого уравнения дает для расчета текущего значения начальной дальности зависимость

$$L_{0} \coloneqq L_{\Pi} \left[ \frac{k_{v} \sin \psi + \sin (\psi + \alpha_{0})}{k_{v} \sin \psi_{0} + \sin (\psi_{0} - \alpha_{0})} \right]^{a} \mathbf{e}^{b(\psi)},$$
  
где  $a = (k_{v} - 1)/(k_{v}^{2} + 2k_{v} \cos \alpha_{0} + 1) = \text{const};$   
 $b(\psi) = [2k_{v} (\psi_{0} - \psi) \sin \alpha_{0}]/k_{v}^{2} + 2k_{v} \cos \alpha + 1$ 

— функция от угла упреждения  $\psi$ ;  $L_{\rm H}$  — дальность цели в начале атаки.

Зависимости  $L_0$  (т) и  $\psi$  (т) в виде точных аналитических явных функций времени в конечном виде для траектории пропорционального сближения получить невозможно, поэтому для построения этой траектории необходимо применять численное решение уравнений движения или предварительно найти приближенное выражение  $\psi$  (т) в виде явных элементарных функций времени, что значительно упростит процесс построения траекторий пропорционального сближения.

Для практического осуществления самонаведения по траектории пропорционального сближения в соответствии с основным уравнением метода необходимо непрерывно измерять относительную угловую скорость цели ф, равную при идеальном слежении за целью абсолютной угловой скорости линии цели. Такая задача решается с помощью автоматического следящего координатора с инфракрасным, световым или радиотехническим каналом связи. Для обеспечения слежения за быстродвижущейся в пространстве воздушной целью с подвижной платформы в автоматическом следящем координаторе должен быть гироскопический стабилизатор, который стабилизирует оптическую ось координатора относительно линии цели. При этом автоматический следящий координатор обеспечивает возможность слежения не только за прямолинейно движущейся целью, как это представлено для упрощения схемы (см. рис. 4.17) при объяснении принципа ме-





Рис. 4.19. Траектория пропорционального сближения при криволинейном полете цели

Рис. 4. 20. Схема метода сближения с постоянным углом упреждения

тода пропорционального сближения, но и за целью, движущейся по пространственной кривой.

Для иллюстрации этого положения рассмотрим схему, приведенную на рис. 4.19. Если при  $\tau = 0$  цель находится в точке  $\mathcal{U}$ , а атакующий ЛА в точке O, то в методе пропорционального сближения линия цели, по которой при идеальном слежении направлена стабилизированная визирная линия координатора, занимает последовательно положения  $O_1\mathcal{U}_1$ ,  $O_2\mathcal{U}_2$ , ...,  $O_n\mathcal{U}_n$ . В точке B длина линии цели становится равной нулю, что означает окончание сближения и встречу атакующих ЛА с криволинейно движущейся целью. Возможность самонаведения снаряда методом пропорционального сближения по плавно маневрирующей цели является важнейшим положительным качеством этого метода. Для осуществления метода пропорционального сближения обязательно условие преимущества атакующего ЛА над целью в скорости и маневренности.

# Траектория сближения с постоянным углом упреждения '

Траектория сближения с постоянным углом упреждения применяется для создания начальных условий параллельного сближения при самонаведении снарядов с автоматическим следящим координатором, оптическая ось которого стабилизирована относительно вектора скорости снаряда. В этом методе сближения угол упреждения ф между направлением скорости снаряда и направлением линии цели постоянен. Угол упреждения устанавливается в координаторе перед пуском снаряда с помощью дистанционного управления и вычислительного блока, в который величины  $v_c$ ,  $v_n$  и sin  $\phi$  вводятся пилотом самолета-носителя. Для данного типа снаряда величина  $v_c$ известна. Величины  $v_{\rm u}$  и sin  $\phi$  (ракурс цели) оцениваются пилотом глазомерно. При принятых начальных гипотезах теории встречи движение снаряда определяется из рис. 4.20 уравнением скорости изменения дальности цели

 $\dot{L}_0 = v_{\mu} \sin \varphi - v_{c} \sin \psi$ 

и уравнением угловой скорости линии цели

$$L_0 \dot{\varphi} = v_{\mu} \sin \varphi - v_{c} \sin \psi$$

Разделив одно уравнение на другое, найдем дифференциальное уравнение данного метода

$$\frac{\dot{L}_0}{L_0} = \frac{\cos \varphi - k_v \cos \psi}{\sin \varphi - k_v \sin \psi} \dot{\varphi},$$

которое интегрируется в квадратурах и при предположении  $k_v^2 \sin^2 \psi < 1$  приводится к уравнению траектории сближения с постоянным углом упреждения в следующем виде [4]:

$$L_{0} = L_{H} \left( \frac{\sin \varphi - k_{v} \sin \psi}{\sin \varphi_{0} - k_{v} \sin \psi} \right)^{\frac{k_{v} \cos \psi}{\sqrt{1 - k_{v}^{2} \sin^{2} \psi}} - 1} \times \left( \frac{1 - k_{v} \sin \psi \sin \varphi_{0} + \cos \varphi_{0} \sqrt{1 - k_{v}^{2} \sin^{2} \psi}}{1 - k_{v} \sin \psi \sin \varphi + \cos \varphi \sqrt{1 - k_{v}^{2} \sin^{2} \psi}} \right)^{\frac{k_{v} \cos \psi}{\sqrt{1 - k_{v}^{2} \sin^{2} \psi}}}$$

Здесь  $\varphi_0$  и  $L_{\rm H}$  — дополнительный курсовой угол и дальность до цели в момент начала атаки соответственно.

Предположение  $k_v^2 \sin^2 \psi < 1$  является необходимым условием сходимости процесса самонаведения снаряда на цель за конечный отрезок времени. Это условие обычно осуществляется в действительности.

При обратном условии  $k_v^2 \sin \psi > 1$  траектория снаряда представляет собою спираль, описывающую цель бесконечное число раз. Поскольку длительность полета реального снаряда конечна, то снаряд не дойдет до цели и вообще в нее попасть не может. Такой случай интереса не представляет. Так как в рассматриваемом методе самонаведения ось снаряда жестко связана с линией визирования (рассогласованы на постоянный угол упреждения  $\psi$ ), то при идеальном слежении за целью угловая скорость вектора скорости снаряда  $\bar{v}_c$  равна угловой скорости линии цели, которая определяется формулой

$$-\dot{\varphi}\frac{\upsilon_{\mathrm{II}}}{L_0}(k_v\sin\psi-\sin\varphi).$$

Можно показать, что только при условии  $1 < k_v < 2$  существуют реальные значения  $\psi$ , при которых угловая скорость поворота вектора  $\bar{v}_c$  не становится на траектории встречи бесконечно большой, что на практике недопустимо. Но и при условии  $1 < k_v < 2$  потребная угловая скорость поворота вектора  $v_c$  может иметь значения, существенно превышающие технический предел угловой скорости  $\omega_c$  поворота реального снаряда. При этом визирная линия оптико-электронного прибора самонаведения снаряда отстанет от цели и цель может уйти из поля зрения следящего координатора. В результате цель потеряется из поля зрения координатора совсем.

138

В принципе возможен и другой случай, когда из-за носледующе! снижения относительной угловой скорости цели она вновь появится в поле зрения координатора прибора самонаведения, продолжающего поворот в том же направлении с угловой скоростью  $\omega_{c max}$ . Но этот случай менее вероятен.

Нормальное ускорение, действующее на снаряд на траектории сближения с постоянным углом упреждения,

$$|a| = v_{c}\dot{\varphi} \stackrel{\bullet}{=} \frac{v_{c}v_{\mu}}{L_{0}} (k_{v}\sin\psi - \sin\varphi).$$

При условии  $1 < k_v \leq 2$  абсолютная величина потребного нормального ускорения |a| остается конечной, но по мере приближения  $k_v \rightarrow 2$  быстро возрастает, а при  $k_v > 2$  становится бесконечной. Это обстоятельство является основным недостатком метода сближения с постоянным углом упреждения. Атакуемый летательный аппарат, например самолет, может создать условие нереализуемости этого метода путем резкого снижения собственной скорости, чтобы  $k_v > 2$ , а абсолютная величина потребного нормального ускорения снаряда была бы недопустимо большой.

#### Траектория наведения снаряда на цель по лучу

Траектория наведения снаряда на цель по лучу представляет собой геометрическое место точек, лежащих в каждый момент времени на луче визирования с атакующего ЛА в цель.

Пусть цель, двигаясь прямолинейно со скоростью  $v_{\rm u}$ , последовательно проходит через малые интервалы времени точки  $\mathcal{U}$ ,  $\mathcal{U}_1$ ,  $\mathcal{U}_2$ ,  $\mathcal{U}_3$ ,  $\mathcal{U}_4$ , а атакующий ее ЛА, двигаясь по криволинейной траектории со скоростью  $v_c$  в соответствующие моменты времени находится в точках O,  $O_1$ ,  $O_2$ ,  $O_3$ ,  $O_4$  (рис. 4.21). Тогда точки 1, 2, 3, 4, лежащие на линии визирования, составят траекторию наведения снаряда по лучу. Если расстояние по линии визирования от снаряда до цели становится равным нулю, то это означает, что встреча снаряда с целью осуществлена (точка B). В этот момент точка 4 траектории снаряда и точка  $\mathcal{U}_4$ после которой он совершает выход из атаки.

Обязательным условием осуществления подобной траектории является превышение скорости снаряда над скоростью цели. При встречных атаках возможно наведение по лучу и в случае, когда скорость снаряда меньше скорости цели. Но тогда тактические возможности атаки сильно ограничены главным образом в выборе исходной точки атаки и характера маневра.

Выше рассмотрен один из наиболее сложных случаев наведения по лучу — при криволинейной траектории атакующего ЛА. Иногда наведение по лучу осуществляется и при более простой форме траектории атакующего ЛА — прямой, или дуге окружности, или близкой к ней кривой, например, при полете орбитальных аппаратов. Прямолинейный полет атакующего ЛА при наведении по лучу возможен в воздушном бою пилотируемого самолета, при бомбометании или торпедометании управляемым спарядом, а также при наведении



Рис. 4.21. Траектория наведения снаряда по лучу

по лучу с ракеты-носителя. Практическую реализацию метода наведения снаряда на цель по лучу можно обеспечить при различных принципиальных схемах аппаратуры наведения.

Можно использовать станцию наведения с одним лучом, следящим за целью и прокладывающим направление на цель, по которому должен летать снаряд для встречи с целью. При этом на снаряд необходимо передавать управляющие команды, которые при распространенной линейной системе управления должны представлять собой сигналы векторного типа, скалярная величина которых пропорциональна поперечному отклонению снаряда от оси луча, а направление соответствует направлению поперечного отклонения. Такие сигналы можно выработать, если лучу сообщить сканирование по конической спиральной развертке. Луч формировать из последовательности импульсов, модулированных так, чтобы их амплитуда была пропорциональна поперечному отклонению снаряда. Направление поперечного отклонения удобно выражать в виде функции угла фазирования в системе координат снаряда с помощью модулированной частоты повторения импульсов. При таком методе модуляции каждому вектору поперечного отклонения снаряда от оси луча соответствуют строго определенные амплитуды сигнала и частота его повторения. На снаряде в хвостовой части нужно установить принимающую радиотехническую или оптико-электронную систему с линейной передаточной функцией, которая выдает соответствующий командный сигнал в тракт управления полетом снаряда.

Основным недостатком метода наведения снаряда на цель по лучу является увеличение ошибок наведения с ростом дальности от станции наведения до цели и снаряда из-за падения разрешающей способности локатора. Особенно существенен этот недостаток при применении радиолуча, поперечное сечение которого у цели может превышать размеры цели и снаряда в несколько раз и даже на 1 ... 2 порядка. Следовательно, для наведения по лучу целесообразно использовать узконаправленное когерентное излучение лазеров. Но и при этом возникают большие трудности в обеспечении захвата узким лучом цели и особенно снаряда, стартовавшего с самолета. Дело в том, что снаряд класса «воздух—воздух» запускается с самолета вперед вдоль его продольной оси, а луч, уже захвативший и сопровождающий цель, может быть отклонен на угол в несколько десятков градусов. Для облегчения захвата узким лучом стартовавшего с самолета снаряда полезно снабжать локатор или приспособлением для временного расширения когерентного пучка, или дополнительным пеленгатором с более широким обзором. Такой задаче отвечают бортовые радиолокаторы и инфракрасные пеленгаторы.

Захват лучом стартовавшего с самолета снаряда облегчается, если до захвата снаряда самолет летит по траектории погони, т. е. носом на цель. Но в этом случае после захвата лучом снаряда самолет должен резко разворачиваться, чтобы попытаться попасть на тактически выгодный курс постоянным пеленгом и тем самым свести к минимуму ускорение снаряда в процессе последующего его наведения по лучу. При резком развороте самолета цель или снаряд могут вновь выйти нз луча.

Для обеспечения эффективного применения метода наведения снаряда на воздушную цель по лучу с помощью бортовой станции наведения самолета в условиях современных высоких скоростей полета целесообразно применение двух автоматических следящих оптико-электронных координаторов со стабилизаторами. Один координатор должен автоматически следить за целью, а другой — за снарядом. При этом вычислительные блоки станции наведения обеспечат выработку сигналов управления снарядом с тем, чтобы снаряд непрерывно направлялся к линии цели.

### 4.5. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ТРАЕКТОРИЙ ВСТРЕЧИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Оценка траекторий встречи должна проводиться по параметрам, которые значительно влияют на тактико-технические требования к системе наведения или самонаведения ЛА, а также определяют практическую возможность его полета по той или иной траектории при условиях решения задачи встречи. В качестве таких важнейших параметров целесообразно принять максимальные значения относительной угловой скорости и относительного углового ускорения цели, максимальные значения угловой скорости и нормального ускорения, атакующего ЛА или снаряда, время полета снаряда по траектории, геометрические особенности траектории встречи.

Максимальные значения относительной угловой скорости и относительного углового ускорения цели, характеризующие закон движения следящего за целью визирного луча прибора наведения, определяют основные тактико-технические требования к принципиальной схеме и конструкцию прибора наведения. В первую очередь они определяют динамические характеристики управляющей угловым движением следящего визирного луча системы прибора, которая включает в себя оптико-электропную систему, усилительный тракт, гироскоп и систему коррекции, обеспечивающие поворот визирного луча. Кроме того, величины максимальных значений относительной угловой скорости цели и ее относительного углового ускорения в большей степени, чем другие параметры, определяют возможность создания приборов наведения, обеспечивающих решение встречи по той или иной траектории.

Максимальные значения угловой скорости и нормального ускорения атакующего ЛА или снаряда определяют тактико-технические требования к ЛА и дополнительные характеристики конструкции оптической системы, приемника электромагнитных излучений, анализатора изображения, вычислительных блоков, гиросистемы и других элементов прибора наведения.

Эти параметры определяют силовые воздействия, которым подвергается конструкция ЛА и прибора наведения при движении по траектории встречи, а также характеризуют скорости, ускорения и полосы частот работы следящих систем, управляющих направлением полета ЛА. Максимальное нормальное ускорение, действующее на пилотируемый ЛА, определяет максимальную перегрузку, которой подвергается организм летчика.

Явлением перегрузки называется силовое воздействие ускорения. Величина поперечной перегрузки, действующей на тело, движущееся по криволинейной траектории, характеризуется коэффициентом поперечной перегрузки *n*, определяющим, во сколько раз нормальное ускорение  $g_n$  на криволинейной траектории превышает ускорение свободного падения *g*. Величина коэффициента поперечной перегрузки выражается формулой  $n = g_n/g$ .

Пилот способен визуально следить за воздушной целью с помощью оптического прибора при коэффициенте перегрузки, действующей на организм, не более 2,5...3. При воздействии перегрузки с коэффициентом n = 6...7 пилот, как правило, теряет способность вообще управлять самолетом. Несколько большие значения перегрузки уже опасны для жизни человека и могут переноситься только специально тренированным организмом пилота лишь в течение нескольких секунд или даже долей секунды. Степень выносливости того или иного пилота зависит от индивидуальных физиологических свойств и от тренировки его организма.

Время полета атакующего ЛА по траектории т является аргументом всех функциональных зависимостей, существующих в ходе атаки, и в значительной степени определяет характер работы всех звеньев прибора самонаведения. Это время определяет также динамику и длительность атаки и поэтому необходимо при тактической оценке типа траектории встречи. В функции времени т можно непосредственно выразить дальность от ЛА до цели, необходимую для решения формульных зависимостей задачи встречи в вычислительных блоках прибора. Также удобно выражение в функции времени т и всех других текущих параметров, входящих в формулы задачи встречи, например, углов визирования на цель, углов прицеливания, углов упреждения, полетного времени, углов скоростей и их производных во времени.

Знание геометрических особенностей различных типов траекторий встречи позволяет пилоту или наводчику ориентироваться при быстром изменении боевой обстановки и правильно выбирать наиболее тактически целесообразную траекторию и метод входа ЛА на нее, а также момент и способ ухода с траектории атаки.

Из рассмотрения типовых траекторий встречи следует, что при принятых начальных гипотезах схема встречи является плоской. Положение ее плоскости определяется направлением вектора  $\bar{v}_{\mu}$  и любой точкой траектории спаряда. В противном случае непрерывное слежение визирным лучом за целью, необходимое для решения задачи встречи во всех типах траектории, кроме наведения методом пропорционального сближения со следящим координатором, практически исключено. При наведении со следящим координатором можно решить задачу встречи и в том случае, когда траектории цели, снаряда и атакующего ЛА не лежат в одной плоскости. Это создает некоторые тактические преимущества атакующего ЛА. На практике наведение снаряда на цель при неплоских траекториях снаряда и атакующего ЛА весьма затруднено и точность наведения значительно ниже. В подавляющем большинстве случаев схема встречи является плоской. Поэтому проведем сравнительную оценку траекторий встречи при плоских схемах.

Для выявления законов изменения важнейших параметров сравнительной оценки траектории встречи наиболее удобно воспользоваться зависимостями относительной угловой скорости цели и ее относительного углового ускорения от времени в виде функций  $\omega$  ( $\tau$ ) и  $\dot{\omega}$  ( $\tau$ ). Это позволит в наиболее удобной форме с помощью явных функций времени описать законы изменения относительных угловых скорости и ускорения цели, учитывая при этом еще один из важнейших параметров оценки траектории — время полета снаряда по траектории. Ниже показано, что от функций  $\omega$  ( $\tau$ ) и  $\dot{\omega}$  ( $\tau$ ) можно легко перейти к функциям  $\omega_c$  ( $\tau$ ) и  $g_n$  ( $\tau$ ), выражающим зависимости угловой скорости и нормального ускорения атакующего ЛА от времени движения по траектории, и получить два других важнейших параметра сравнительной оценки траектории встречи.

#### 4.6. ОЦЕНКА ТРАЕКТОРИЙ ПРЕСЛЕДОВАНИЯ

Для удобства оценки траекторий преследования желательно использовать такие функциональные зависимости  $\omega$  ( $\tau$ ) и  $\dot{\omega}$  ( $\tau$ ), которые имеют общий характер и справедливы для обеих сравниваемых траекторий. Этим условиям отвечает зависимость, полученная для траектории преследования с упреждением, т. е. при  $\psi \neq \text{const}$  [11]:

$$\begin{split} \omega\left(\tau\right) &= a\left(\varphi_{0}, v\right) L_{\mathrm{H}}^{-1} \cos^{1+a_{2}}\left[\frac{\varphi_{0}}{2}\left(1-\frac{\tau}{\tau_{\mathrm{B}}}\right)^{1/a_{1}}\right] \sin^{1-a_{1}}\left[\frac{\varphi_{0}}{2}\times\right.\\ &\left.\times\left(1-\frac{\tau}{\tau_{\mathrm{B}}}\right)^{1/a_{1}}\right], \end{split}$$

где 
$$a_1 = \left(\frac{v_c}{v_{cp}} + 1\right) \left(\frac{v_c}{v_{II}} - 1\right); \quad a_2 = \left(\frac{v_c}{v_{cp}} + 1\right) \left(\frac{v_c}{v_{II}} - 1\right);$$
  
 $a\left(\varphi_0, v\right) = 2v_{II}v_{cp}\left(v_{cp} + v_c\right)^{-1}\sin^{a_1}\frac{\varphi_0}{2}\cos^{-a_2}\frac{\varphi_0}{2},$ 

 $L_{\rm H}$  — начальная дальность цели;  $a_1$  и  $a_2$  — скоростные коэффициенты, постоянные для данных условий атаки;  $v_{\rm c}$  — воздушная скорость атакующего ЛА;  $v_{\rm u}$  — воздушная скорость цели;  $v_{\rm cp}$  — средняя полетная скорость снаряда по траектории встречи от точки старта до встречи с целью;  $\varphi_0$  — начальный дополнительный курсовой угол;  $\tau_{\rm s}$  — время движения ЛА по траектории встречи от точки старта до точки *B* встречи с целью;  $a(\varphi_0, v)$  — постоянный коэффициент, зависящий от начальных значений величин  $\varphi_0$ ,  $v_{\rm c}$ ,  $v_{\rm u}$ ,  $v_{\rm cp}$ .

Траекторию погони можно рассматривать как частный случай траектории преследования с постоянным упреждением при угле упреждения  $\psi(\tau) = 0$ . Формула для  $\omega(\tau)$  получена для общего случая встречи, когда атакующий ЛА не является одноступенчатым и состоит из носителя и снаряда с разными скоростями, что наиболее близко по характеру к случаю стрельбы с самолета. При движении по траектории встречи двух ступеней составного снаряда их скорости, как правило, равны или отличаются незначительно и могут без существенного влияния на точность сравнительной оценки траекторий встречи.

Тогда для расчета коэффициентов получим формулы:

$$a_{1} = 2\left(\frac{v_{c_{1}}}{v_{t_{1}}}-1\right); \quad a_{2} = 2\left(\frac{v_{c}}{v_{t_{1}}}+1\right);$$
$$a\left(\varphi_{0}, v\right) = v_{t_{1}}\sin^{a_{1}}\frac{\varphi_{0}}{2}\cos^{-a_{2}}\frac{\varphi_{0}}{2}.$$

Перейдем к нахождению формулы коэффициента поперечной перегрузки в такой форме, которая обеспечивает выражение *n* в явном виде от времени т с помощью элементарных математических функций и является общей хотя бы приближенно для всех траекторий преследования.

Нормальное ускорение ЛА, движущегося со скоростью  $v_c$  по криволинейной траектории с мгновенным радиусом кривизны  $\rho$  выражается формулой  $g_n = v_c^2/\rho = v_c \omega_c$ .

Угловая скорость  $\omega_c(\tau)$  атакующего ЛА отличается от относительной угловой скорости цели  $\omega(\tau)$  на величину скорости поворота линии прицеливания относительно оси *x*, т. е. на величину скорости  $\psi(\tau)$  изменения угла упреждения (см. рис. 4.22)

$$\omega_{c}(\tau) = \omega(\tau) + \dot{\psi}(\tau).$$

При преследовании с упреждением скорость  $\dot{\psi}$  (т) изменения угла упреждения в несколько раз меньше относительной угловой скорости цели  $\omega$  (т), поэтому при выводе формулы для расчета коэффициента поперечной перегрузки в целях сравнительной оценки траекторий

144
встречи приближенно считаем  $\omega_{c}(\tau) = \omega(\tau)$ . Тогда находим приближенную формулу

$$n(\tau) = v_{\rm c}\omega(\tau) g^{-1}.$$

Так как по начальным гипотезам величины  $v_c$  и g постоянны, то от  $\omega$  ( $\tau$ ) удобно перейти к n ( $\tau$ ), нанеся на графике отноентельной угловой скорости по осн ординат второй масштаб для коэффициента поперечной перегрузки. Формула для  $\omega$  ( $\tau$ ) выражает искомую зависимость



в явном виде с помощью элементарных математических функций. Это значительно упрощает вычислительную работу и дает результат в явном виде от времени, что удобно при анализе процессов, изменяющихся по времени.

На рис. 4.23 ... 4.26 приведены примеры рассчитанных графиков угловых скоростей и коэффициентов поперечной перегрузки, действующей на атакующий ЛА на траектории преследования с упреждением. Из этих графиков следует, что при современных скоростях максимальные поперечные перегрузки имеют значительные величины, превышающие допустимые при визуальном прицеливании, уже при начальных ракурсах более 1/2 ( $q_0 < 150^\circ$ ). При больших ракурсах максимальные значения перегрузок могут превышать величины, допускаемые при проектировании самонаводящихся ЛА по условиям работоспособности и прочности прибора наведения и системы управления полетом ракеты. Из этого следует, что необходимо рассмотреть методику нахождения зоны возможных атак, ограничиваемой максимально допустимыми перегрузками. Для этого достаточно исследовать характер изменения входящей в выражения для угловой скорости и коэффициента перегрузки функции

$$F(\tau) := \cos^{1+a_2} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{\rm B}} \right)^{1/a_1} \right] \sin^{1-a_1} \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{\rm B}} \right)^{1/a_1}, \right]$$

так как коэффициент нормальной перегрузки  $n(\tau)$  отличается от  $F(\tau)$  только постоянным множителем  $v_c a(\varphi_0, v)/gL$ . Максимальные значения  $F(\tau)$  найдем, исследовав эту функцию на max и min с помощью производных.

Дифференцирование дает

$$\dot{F}(\tau) = \frac{\varphi_0}{2a_1\tau_B} \left(1 + \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{\frac{1}{a_1} - 1} \cos^{\tau_2} \left[\frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{1/a_1}\right] \times \\ \times \sin^{-a_1} \left[\frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{1/a_1}\right] \left\{ (a_2 + 1) \sin^2 \left[\frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{1/a_1}\right] - (1 - a_1) \cos^2 \left[\frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{1/a_1}\right] \right\}.$$

145



Рис. 4.23. Графики угловых скоростей и коэффициентов поперечной перегрузки при  $k_v = 1,25$ :  $v_c$  соответствует M = 2;  $L_{\rm H} = 6000$  м



Рис. 4.24. Графики угловых скоростей и коэффициентов поперечной перегрузки при  $k_v = 1,12$ :  $v_c$  соответствует M = 2;  $L_{\rm H} = 6000$  м



Рис. 4.25. Графики угловых скоростей и коэффициентов поперечной перегрузки при  $k_v = 1,45$ :

 $v_{\rm C}$  соответствует M = 2;  $L_{\rm H}$  = = 6000 м

Найдем условия, при которых  $\dot{F}(\tau) = 0$ . Когда  $a_1 = \infty$ ,  $\varphi_0 = 0$ или  $\tau_{\rm B} = \infty$ , данная задача не представляет интереса. При  $\varphi_0 = 0$ имеем n = 0. При  $a_1 = \infty$  необходимо, чтобы  $v_{\rm c}$  была бесконечно велика по сравнению с  $v_{\rm q}$ , что практически неосуществимо.  $\tau_{\rm B} = \infty$ при конечных значениях  $L_{\rm ff}$  и  $v_{\rm c} > v_{\rm q}$  также не может иметь места. Следовательно, производная  $\dot{F}(\tau)$  может быть равна нулю при выполнении одного из следующих четырех условий:

1) 
$$\left(1-\frac{\tau}{\tau_{e}}\right)^{\frac{1}{a_{1}}-1}=0;$$
  
2)  $\sin^{-a_{1}}\left[\varphi_{0}\left(1-\frac{\tau}{\tau_{e}}\right)^{1/a_{1}}\right].$ 

2) 
$$\sin^{-a_1}\left[\frac{1}{2}\left(1-\frac{\tau}{\tau_B}\right)^{1/a_1}\right];$$
  
3)  $\cos^{a_1}\left[\frac{\phi_0}{2}\left(1-\frac{\tau}{\tau_B}\right)^{1/a_1}\right]=0;$ 

4) 
$$(a_2 + 1) \sin^2 \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{1/a_1} \right] - (1 - a_1) \cos^2 \left[ \frac{\varphi_0}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{1/a_1} \right] = 0.$$

Первое условие соответствует моменту встречи летательных аппаратов при  $\tau = \tau_{\rm B}$  на прямолинейном курсе с n ( $\tau$ ) = 0. Второе условие вообще не может быть удовлетворено. Третье условие в рассматриваемом днапазоне  $0 \ll \varphi_0 \ll \pi$  удовлетворяется при

$$\varphi_0 \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{\rm B}}\right)^{1/a_1} = \pi$$

и справедливо только для одного частного случая атаки на встречных курсах и не имеет смысла при преследовании. Четвертое условие можно привести к следующему виду:

$$1-\left(\frac{2}{\varphi_0} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-a_1}{1+a_2}}\right)^{a_1}=0.$$

Если

۰,

$$\varphi_0 < 2 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-a_1}{1+a_2}},$$

то в важном для практики случае при  $0 < a_1 < 1$  и  $a_2 > 0$  максимальное значение угловой скорости атакующего ЛА для атаки с данным  $q_0$  лежит в области  $\tau < 0$ . При таких атаках угловая скорость атакующего ЛА монотонно убывает от значения  $\omega$  при  $\tau = 0$  до  $\omega = 0$  при  $\tau = \tau_{\rm B}$ , т. е. угловое ускорение истребителя в течение атаки не меняет знака.

При атаке с  $\varphi_0 = 2 \arctan \sqrt{\frac{1-a_1}{1-a_2}}$  угловая скорость ЛА имеет максимальное значение при  $\tau = 0$ . Такую атаку можно назвать граничной в зоне благоприятных атак. В этой зоне ЛА, а следовательно, и пилот претерпевают максимальную перегрузку перед выходом в исходную точку траектории атаки, когда еще не требуется прицельного слежения визирной линией за целью.



Рис. 4.26. Кривые постоянных перегрузок при  $L_{\rm H}=6000$  м: a — при  $v_{\rm C}=580$  м/с;  $\delta$  — при  $v_{\rm C}=660$  м/с

Область, для которой справедливо неравенство

$$\varphi_0 > 2 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-a_1}{1+a_2}}$$

назовем зоной неблагоприятных атак, так как в этой зоне максимальная поперечная перегрузка возникает в ходе траектории атаки (при  $\tau > 0$ ). Особенно неблагоприятными считают такие атаки, на которых момент возникновения максимальной поперечной перегрузки непосредственно предшествует моменту прицельного старта. В этом случае пилоту особенно трудно обеспечить точный прицельный старт. При этом, выполняя атаку в неблагоприятной зоне, пилот должен заранее знать, в какой момент времени будет действовать максимальная перегрузка, чтобы рационально выбрать момент старта. На этот вопрос можно дать ответ на основании вывода, который можно сформулировать следующим образом: для каждого семейства траекторий атаки с постоянными значениями  $v_c$ ,  $v_n$  и  $L_n$ максимальные значения перегрузки лежат на кривой, уравнением которой является четвертое условие. Такие кривые для нескольких семейств траекторий атаки представлены на рис. 4.26.

Для рассмотренных условий:

а) максимальные поперечные перегрузки возникают на атакующем ЛА или до начала траектории атаки в первые 3 ... 4 с атаки;

б) для каждого сечения  $v_c$ ,  $v_\mu$  и  $L_\mu$  существует предельное значение начального курсового угла, при котором момент максимума поперечной перегрузки переходит в область траектории атаки.

Для расширения зоны благоприятных атак, т. е. для уменьшения перегрузок на траектории атаки, при данных  $v_c$ ,  $v_\mu$  и  $q_0$  необходимо увеличивать начальную дистанцию атаки. Это накладывает повышенные требования в отношении дальности действия приборов наведения ЛА. При начальных ракурсах, меньших предельного значения, угловая скорость ЛА и поперечная перегрузка, действующая на него в ходе прицельной атаки, монотонно убывают до нуля. Максимальные значения  $\omega_{\rm c}$  ( $\tau$ ) и n ( $\tau$ ) на траектории атаки определяются при  $\tau = 0$  зависимостями

$$\omega_{\rm c} (\tau = 0) = a (\varphi_0, v) L_{\rm H}^{-1} \cos^{1+a_2} \frac{\varphi_0}{2} \sin^{1-a_1} \frac{\varphi_0}{2};$$
  

$$n (\tau = 0) = v_{\rm c} g^{-1} a (\varphi_0, v) L_{\rm H}^{-1} \cos^{1+a_2} \frac{\varphi_0}{2} \sin^{1-a_1} \frac{\varphi_0}{2}.$$

Закончив оценку наиболее общего случая из траекторий преследования с переменным упреждением ( $\psi(\tau) \neq \text{const}$ ), перейдем к оценке траектории погони ( $\psi(\tau) = 0$ ).

Из рассмотрения схемы на рис. 4.14 напишем для относительной угловой скорости цели формулу  $\omega_1(\tau) = L_0^{-1}(\tau) v_{\mu} \sin \varphi(\tau)$ .

Угловая скорость  $\omega_{c1}(\tau)$  атакующего ЛА, продольная ось которого x непрерывно направлена на цель, равна величине  $\omega_1(\tau)$ , а коэффициент поперечной перегрузки

$$n_{1}(\tau) = v_{c}v_{\mu}\sin\varphi(\tau)/gL_{0}(\tau).$$

Полученная формула неудобна для абсолютной оценки величины  $n_1$  ( $\tau$ ), так как она не выражает ее в явном виде с помощью элементарных математических функций времени, поэтому целесообразно применить метод относительной оценки, используя абсолютные величины n ( $\tau$ ), найденные для траектории преследования с переменным упреждением. Выразим коэффициент перегрузки для траектории преследования с перементории преследования с переменным упреждением с переменным упреждением.

Из рассмотрения рис. 4.15 напишем

$$\omega(\tau) = [L_0(\tau)]^{-1} [v_{\mathfrak{l}} \sin \varphi(\tau) - v_{\mathfrak{c}} \sin \psi(\tau)];$$
  
$$n(\tau) = \frac{v_{\mathfrak{c}}}{gL_0(\tau)} [v_{\mathfrak{l}} \sin \varphi(\tau) - v_{\mathfrak{c}} \sin \psi(\tau)].$$

Отношение коэффициентов перегрузки, дающее относительную характеристику величины поперечной перегрузки на траектории преследования с упреждением и на траектории погони, выразится следующей зависимостью:

$$n(\tau)/n_1(\tau) = 1 - v_c \sin \psi(\tau)/v_{\mu} \sin \varphi(\tau).$$

Из упредительного треугольника  $v_u \sin \varphi(\tau) = v_{cp} \sin \psi(\tau)$ . Тогда  $n(\tau)/n_1(\tau) = 1 - v_c/v_{cp}$ . При практически применяющихся эффективных дальностях воздушной стрельбы для авиационных пушек с  $v_0 \simeq 950$  ... 1000 м/с, как правило,  $v_{cp} > v_c$ , поэтому можно считать, что второй член правой части этой формулы всегда положителен, и, как правило, не превышает единицы. Следовательно, отношение  $n(\tau)/n_1(\tau)$  всегда положительно и представляет собой правильную дробь. Таким образом, действующая на пилота и атакующий ЛА поперечная перегрузка на траектории погони больше, чем на траектории преследования с переменным упреждением. Это накладывает на тактико-технические требования к приборам наведения ЛА при выборе траектории погони более жесткие условия в отношении прочности конструкции и надежности действия их устройств в динамике. Усиливается в этом случае воздействие перегрузки и на организм пилота, что осложняет условия его работы.

#### 4.7. ОЦЕНКА ТРАЕКТОРИЙ СБЛИЖЕНИЯ

При идеальном выполнении метода параллельного сближения относительная угловая скорость цели, угловая скорость атакующего ЛА и действующая на него поперечная перегрузка равны нулю. Поэтому этот метод применим при больших рекурсах цели и при значительно больших скоростях ЛА, чем на криволинейных траекториях. В современных условиях, когда скорости ЛА характеризуются числами М порядка нескольких единиц, метод параллельного сближения весьма перспективен. Постоянство направления линии цели и величины угла упреждения упрощает решение задачи стабилизации визирной линии и построения угла упреждения при создании принципиальной схемы и конструкции приборов самонаведения, так как любую постоянную величину в динамических системах можно всегда выработать при прочих равных условиях с большей точностью, чем величину, изменяющуюся с течением времени.

Для идеального выполнения метода параллельного сближения необходимо заранее, до выхода в начальную точку траектории, выбрать правильное направление движения атакующего ЛА и визирной линии. Практически это трудно выполнимо, поэтому направление вектора и линии визирования уточняется на самой траектории параллельного сближения, что превращает траекторию в волнообразную кривую, постепенно приближающуюся к прямой. При этом имеют место поперечные перегрузки, но их величины по сравнению с перегрузками на других траекториях менее значительны. Недостаток траектории параллельного сближения заключается также в том, что поражаемость атакующего ЛА на прямолинейной траектории значительно выше, чем в других случаях. Это важно при применении пилотируемого атакующего ЛА и менее значительно для беспилотного малогабаритного самонаводящегося снаряда.

В предыдущем разделе указано, что метод пропорционального сближения позволяет приближенно осуществить траекторию параллельного сближения. Это дает основание при сравнительной оценке обоих методов использовать в первую очередь математические зависимости, описывающие свойства траектории пропорционального сближения и имеющие более общий характер.

Для расчета угловой скорости  $\omega_c$  поворота вектора  $\bar{v}_c$  и коэффициента перегрузки на траектории пропорционального сближения из предыдущих уравнений найдем

$$n = k_{\omega} \frac{v_{c} v_{II}}{L_{0}g} [\sin (\alpha_{0} - \psi) - k_{1} \sin \psi].$$

Так как в методе пропорционального сближения  $k_{\omega} > 0$  (из определения существа метода) и, кроме того, в любой атаке всегда

 $v_{\rm c}>0, v_{\rm H}>0$  и  $L_0>0$ , то  $\omega_{\rm c}=0$  и n=0 при соблюдении равенства

$$\sin\left(\alpha_{0}-\psi\right)-k_{v}\sin\psi=0.$$

Отсюда следует, что атака по траектории пропорционального сближения благоприятна, если в ходе атаки созданы условия, соответствующие уравнению

$$k_v = \sin (\alpha_0 - \psi) / \sin \psi.$$

Это уравнение удовлетворяется, если начальные условия атаки соответствуют трем случаям:

$$\alpha_0 > 2\psi$$
 при  $k_v > 1;$ 
 $\alpha_0 = 2\psi$  при  $k_v = 1;$ 
 $\alpha_0 < 2\psi$  при  $k_v < 1.$ 

На практике стремятся осуществить случай при  $k_v > 1$ , чтобы расширить при выбранной в конструкции прибора самонаведения величине  $\psi_{\text{max}}$  значение допустимого начального ракурса цели (sin  $\varphi_0$ ). Это поясняется следующим образом. Так как  $\varphi_0 = \alpha_0 - \psi_0$ , то при одинаковой величине  $\psi_0 \ll \psi_{\text{max}}$  наибольшее значение sin  $\varphi_0$ в условиях траектории пропорционального сближения достигается именно в первом случае при  $\alpha_0 > 2\psi$  и  $k_v > 1$ .

Величины поперечных перегрузок на траектории пропорционального сближения можно снизить правильным подбором коэффициента  $k_v$ метода пропорционального сближения.

Для иллюстрации характера типовых траекторий пропорционального сближения рассмотрим в качестве примера траектории, представленные на рис. 4.27. Траектории рассчитаны численным интегрированием для  $k_{0} = 2$ ;  $k_{0} = 2$  и  $q = 60^{\circ}$ . При этом траектории A, B, C характеризуются начальным значением угла рассогласования  $\psi_{0}$ , соответственно равным 0°, 13°, 25,7°. Траектория C отражает условия,

соответствующие сведению метода пропорционального сближения к траектории параллельного сближения, тогда траектория прямолинейна.

Графики коэффициента нормальной перегрузки рассчитаем с использованием величины угла рассогласования цели ф, полученной численным интегрированием при построении траекторий.

На рис. 4.28 приведены графики коэффициента нормальной перегрузки *n*, возникающей на траекториях *A*, *B* при начальной дальности

Рис. 4.27. Траектория пропорционального сближения





Рис. 4.28. График коэффициента поперечной перегрузки *п* при пропорциональном сближении для траекторий *A* и *B* (см. рис. 4.27)

цели  $L_{\rm H} = 11500$  м и полете цели на высоте 10000 м со скоростью, соответствующей M = 1. Характер кривых на рис. 4.28 указывает на то, что наибольшие значения *n* возникают на траектории пропорционального сближения непосредственно у цели. Это свойство

траектории пропорционального сближения ставит систему самонаведения снаряда в наиболее неблагоприятные условия работы на самом ответственном участке, непосредственно перед встречей с целью, поэтому наиболее целесообразно использовать метод пропорционального сближения для выхода на траекторию параллельного сближения, на которой перегрузки в идеальном случае отсутствуют. Несомненно выгодно применение метода пропорционального сближения при самонаведении снаряда с автоматическим следящим координатором на криволинейно движущуюся цель.

### 4.8. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАЕКТОРИИ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СБЛИЖЕНИЯ

Выше установлено, что для решения задач автоматического самонаведения снарядов класса «воздух—воздух» особенно в общем случае криволинейного полета цели наиболее предпочтительной является траектория пропорционального сближения, поэтому целесообразно провести дополнительное исследование свойств этой траектории применительно к реальным условиям движения снаряда при действии относительно малых возмущений, связанных с отклонением снаряда от идеальной траектории. Такое исследование можно провести, если рассмотреть совместно уравнения самонаведения методом пропорционального сближения с кинематическими уравнениями системы «снаряд—цель».

Тогда уравнения, описывающие кинематику системы имеют вид

$$L_0 = v_{\rm q} \cos \varphi - v_{\rm c} \cos \psi;$$
  
$$\dot{\psi}_{\rm c} = k_{\rm u} \dot{\varphi}; \quad \omega = f(\omega_{\rm c}).$$

Последнее уравнение, отражающее кинематику системы «снарядцель», т. е. кинематического звена, записано в общем виде. По смыслу оно отражает геометрическую связь. Присутствие в записанной системе уравнений тригонометрических функций свидетельствует о ее нелинейности. Для удобства аналитического рассмотрения свойств траектории линеаризуем эту систему уравнений, представив движения снаряда и цели в виде малых линейных перемещений, наложенных на идеальные или «усредненные» движения. Это позволит преРис. 4.29. Схема пропорционального сближения на базе метода параллельного сближения с дополни тельными малыми возмущениями



небречь в уравнениях реального движения членами более высокого порядка.

Пусть ОЦВ (рис. 4.29) — упредительный треугольник, соответствующий самонаведению по траектории параллельного сближения, к которой было условлено стремиться в методе пропорционального сближения. Любое текущее реальное положение снаряда в момент времени т, отсчитываемого с начала атаки (снаряд в точке О), определим с помощью малого линейного перемещения  $O_1O_1'$ , перпендикулярного линии цели ОЦ из некоторой точки О1 на идеальном пути снаряда в упредительном треугольнике. Аналогично положение маневрирующей цели в тот же момент т определим с помощью ее малого линейного перемещения  $\mathcal{U}_1\mathcal{U}_1'$  из точки пути цели  $\mathcal{U}_1$ , в которой должна в этот момент находиться идеальная цель. Очевидно О<sub>1</sub>Ц<sub>1</sub>∥ОЦ. Так как поворот линии цели зависит от линейных смещений цели и снаряда в направлении, перпендикулярном линии цели, то построим поперечные смещения  $U_1 U_1' = \Delta_{\mu}$  и  $O_1 O_1'' = \Delta_c$ . При малых по сравнению с длиной линии цели поперечных смещениях  $\overline{\Delta}_{\mathrm{m}}$ и  $\Delta_{c}$  угол поворота линии цели

$$\Delta \varphi = (\Delta_{\rm II} - \Delta_{\rm c}) / O_{\rm I} \mathcal{U}_{\rm I},$$

а скорость изменения поперечного смещения снаряда является функцией вида

$$\dot{\Delta}_{\rm c} = v_{\rm c} \Delta \psi_{\rm c} \cos \psi_0,$$

где  $\Delta \psi_c$  — малое приращение в момент  $\tau$  угла  $\psi_c$  поворота вектора  $\bar{v}_c$  от стабилизированного направления OO', параллельного линии пути цели. При написании этого уравнения принимается  $\Delta \psi_c = \sin \Delta \psi_c$ ;  $\psi_0$  — начальный угол упреждения при  $\tau = 0$ ;

$$O_1 \mathcal{U}_1 = \dot{L}_0 \left( \tau_{\scriptscriptstyle B} - \tau \right) = \dot{L}_0 \tau_1,$$

где  $\tau_{\rm B}$  — время движения снаряда по траектории встречи от старта до встречи с целью;  $\tau_{\rm 1}$  — время движения снаряда до встречи из точки  $O_{\rm 1}$ , соответствующей моменту времени  $\tau$ . Тогда

$$\Delta \varphi = (\Delta_{\rm u} - \Delta_{\rm c}) / \dot{L}_0 \tau_1,$$

153

где  $L_0$  — скорость сближения снаряда и цели, постоянная при отсутствии малых возмущений.

Из схемы (рис. 4.29) запишем

$$\varphi = \varphi_0 - \Delta \varphi; \ \psi_c = \psi_{c0} - \Delta \psi_c,$$

где  $\varphi$  — дополнительный курсовой угол цели;  $\varphi_0$  — начальный дополнительный курсовой угол цели при  $\tau = 0$ ;  $\psi_{c0}$  — начальный угол поворота вектора  $\bar{v}_c$  от стабилизированного направления OO' при  $\tau = 0$ ;  $\Delta \varphi$  — малое приращение угла  $\varphi$  в момент  $\tau$ .

В силу непрерывности процесса самонаведения снаряда с автоматическим следящим координатором методом пропорционального сближения, дифференцируя эти зависимости, найдем

$$\dot{\phi} = -\Delta \dot{\phi}; \ \dot{\psi}_{c} = -\Delta \dot{\psi}_{c}.$$

Тогда основное уравнение метода пропорционального сближения приводится к следующему виду:

$$\Delta \dot{\psi}_{\rm c} = k_{\omega} \Delta \dot{\varphi}.$$

Совместное решение формул для  $\Delta \phi$ ,  $\Delta_c$  и  $\Delta \dot{\psi}_c$  позволяет получить основное уравнение рассматриваемого метода самонаведения в нелинейной дифференциальной форме

$$\frac{d}{dt} \frac{\Delta_{\mathbf{c}}}{v_{\mathbf{c}} \cos \psi_{\mathbf{0}}} = k_{\omega} \frac{d}{dt} \frac{\Delta_{\mathbf{u}} - \Delta_{\mathbf{c}}}{\dot{L}_{\mathbf{0}} \tau_{\mathbf{1}}}.$$

Интегрирование этого выражения по параметру t дает уравнение [15]

$$\dot{\Delta}_{\rm c}\tau_1 + \frac{k_{\rm \omega}v_{\rm c}\cos\psi_0}{\dot{L}_0}\Delta_{\rm c} = \frac{k_{\rm \omega}v_{\rm c}\cos\psi_0}{\dot{L}_0}\Delta_{\rm u} + \dot{\Delta}_{\rm c0}\tau,$$

где постоянная интегрирования  $\dot{\Delta}_{c0}$  определяется исходя из погрешности  $\dot{\Delta}_{c}$  в поперечной скорости снаряда ( $\perp OU$ ) в начальный момент  $\tau = 0$ , возникающей в результате начальной ошибки в направлении прицеливания  $\Delta\psi_{c0}$ , т. е. в выборе начального направления вектора скорости снаряда. Величина  $\dot{\Delta}_{c0}$  для начальных условий определяется зависимостью  $\dot{\Delta}_{c0} = v_c \Delta\psi_{c0} \cos \psi_0$ . Если величина ошибки начального прицеливания  $\Delta\psi_{c0}$  ограничена малыми возмущениями в соответствии с принятыми выше условиями, то изменения значений  $\cos \psi_0$  и  $\dot{L}_0$  малы. При этом величину коэффициента  $k_{\omega}v_c \cos \psi_0/\dot{L}_0 = k_e$  можно с высокой точностью считать постоянной. Коэффициент  $k_e$  называется эффективной навигационной постоянной траектории пропорционального сближения [15]. Тогда получим линейное дифференциальное уравнение первого порядка

$$\dot{\Delta}_{\rm c}\tau_1 + k_e\Delta_{\rm c} = k_e\Delta_{\rm H} + \dot{\Delta}_{\rm c0}\tau_1,$$

которое можно разрешить в квадратурах, что значительно упростит аналитическое исследование свойств траектории попорционального сближения. Рис. 4.30. Характеристики траектории пропорционального сближения с начальной ошибкой в прицеливании: *а* — поперечное смещение снаряда;

а — поперечное смещение снаряда,
 б — скорость поперечного смещения снаряда

Рассмотрим в качестве примера практически вероятный случай, когда маневрирует цель не И движется по идеальному пути цели, а при пуске снаряда вследствие неправильного прицеливания введена погрешность  $\Delta_{c0}$ поперечной скорости в снаряда (перпендикулярной линии цели). В этом случае  $\Delta_{\mu} = 0$  и дифференциальное уравнение имеет вид

 $\dot{\Delta}_{\rm c}\tau_1 + k_{\rm e}\Delta_{\rm c} - \dot{\Delta}_{\rm c0}\tau_1 = 0.$ 

В результате решения этого дифференциального

Å coτo 0.1  $\alpha)^{\ 0}$ 0.6 0.4 0,2 Οτ/τε 0,8 1.( 1,0 <u>Å</u> å co 0 δ)<sup>-1,0</sup> 0 τ/τ<sub>r</sub> 0,4 0.2 0,8 0.6 Żς  $\dot{\Delta}_{c0}/\tau_{\theta}$ 0,4 0.2 0τ/τρ 0.8 0.6

k\_=3

уравнения для характеристик траектории пропорционального сближения: смещения, скорости и ускорения в поперечном направлении (вследствие начальной ошибки прицеливания) можно получить следующие уравнения [15]:

0,2

∆c

$$\frac{\Delta_{\rm c}}{\Delta_{\rm co}\tau_{\rm H}} = \frac{1}{k_{\rm e}-1} \left[ \frac{\tau_{\rm 1}}{\tau_{\rm B}} + \left( \frac{\tau_{\rm 1}}{\tau_{\rm B}} \right)^{k_{\rm e}} \right];$$

$$\frac{\Delta_{\rm c}}{\Delta_{\rm co}} = \frac{1}{k_{\rm e}-1} \left[ \left( \frac{\tau_{\rm 1}}{\tau_{\rm B}} \right)^{k_{\rm e}-1} - 1 \right];$$

$$\frac{\tilde{\Delta}_{\rm c}}{\tilde{\Delta}_{\rm co}/\tau_{\rm B}} = -k_{\rm e} \left( \frac{\tau_{\rm 1}}{\tau_{\rm B}} \right)^{k_{\rm e}-2},$$

где т<sub>в</sub> — время сближения до момента встречи.

Иллюстрацией этих уравнений являются графики на рис. 4.30, рассчитанные для значений эффективной навигационной постоянной  $k_e = 3$ ; 4 и 5. Из рассмотрения графиков следует, что вариации эффективной навигационной постоянной в пределах от 3 до 5 не вызывают существенного изменения отношения текущего значения скорости поперечного смещения снаряда  $\Delta_c$  к ее начальному значению  $\Delta_{c0}$  (рис. 4.30, б). Максимальные поперечные смещения снаряда создаются в средней области траектории попорционального сближения. Эти максимумы снижаются с увеличением  $k_c$ . Самый важный вывод вытекает из графика на рис. 4.30,  $\epsilon$ : для достижения минимальных



Рис. 4.31. Поперечные ускорения, действующие на снаряд, при самонаведении по цели, маневрирующей с постоянным поперечным ускорением  $a_{II}$ 

поперечных перегрузок на снаряде в важной заключительной части траектории пропорционального сближения нужно увеличивать эффективную навигационную постоянную. Это вызывает некоторое повышение ускорения и перегрузки в начальной части траектории, но зато улучшает условия движения снаряда непосредственно перед встречей, когда нужна наибольшая точность самонаведения снаряда.

Вторым практически важным случаем проведения встречи по траектории пропорционального сближения является такой, когда

начальное прицеливание снаряда выполнено без ошибки в направлении вектора  $\bar{v}_c$ , т. е.  $\Delta_{c0} = 0$ , а цель маневрирует с определенным установившимся режимом, например, с ускорением  $a_{11}$ , направленным перпендикулярно линии цели. В этом случае общее дифференциальное уравнение приводится к следующему виду:

$$\Delta_{\rm c}\tau_1 + k_e \Delta_{\rm c} = k_e \Delta_{\rm u} = k_e a_{\rm u} \tau_1^2/2.$$

Решение этого уравнения [15] имеет вид при  $k_e \neq 2$ 

$$\frac{2\Delta_c}{a_{\mu}\tau_{\mu}^2} = 1 - \frac{2k_{\theta}}{k_{\theta}-1} \frac{\tau_1}{\tau_{\mu}} + \frac{k_{\theta}}{k_{\theta}-2} \left(\frac{\tau_1}{\tau_{\mu}}\right)^2 - \frac{2}{(k_{\theta}-1)(k_{\theta}-2)} \left(\frac{\tau_1}{\tau_{\mu}}\right)^{k_{\theta}};$$

при k, = 2

$$\frac{2\Delta_{\mathbf{c}}}{a_{\mathrm{u}}\tau_{\mathrm{B}}^2} = 1 + \frac{\tau_{\mathrm{i}}}{\tau_{\mathrm{B}}} + \frac{3}{4} \left(\frac{\tau_{\mathrm{i}}}{\tau_{\mathrm{B}}}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_{\mathrm{i}}}{\tau_{\mathrm{B}}}\right)^2 \ln \frac{\tau_{\mathrm{i}}}{\tau_{\mathrm{B}}}$$

и дает для расчета ускорений снаряда в направлении, перпендикулярном линии цели, формулы: при  $k_z \neq 2$ 

при 
$$k_e = 2$$
  
 $\ddot{\Delta}_c = \frac{k_e a_{II}}{k_e - 2} \left[ 1 - \left(\frac{\tau_1}{\tau_B}\right)^{k_e - 2} \right];$   
 $\ddot{\Delta}_c = -2a_{II} \ln (\tau_1/\tau_B).$ 

График ускорений, воздействующих на снаряд в направлении, перпендикулярном линии цели, при маневре цели с постоянным линейным ускорением  $a_{\rm II}$  представлен на рис. 4.31. Из графика очевидно, что как и в первом примере, для уменьшения ускорения, действующего на снаряд на последнем участке траектории встречи, нужно увеличить значение эффективной навигационной постоянной. Поперечное ускорение снаряда при  $k_2 < 2$  неограниченно возрастает в силу отрицательности степенного показателя ( $k_e - 2$ ) и стремления

к нулю по мере приближения к точке встречи величины отношения  $\tau_1/\tau_{\rm B}$ . Для обеспечения ограниченности величины ускорений, воздействующих на снаряд, необходимо выбирать рабочее значение эффективной навигационной постоянной в области  $k_e > 2$ . Так как значение  $k_e$  в основном обусловливается выбором коэффициента метода пропорционального сближения  $k_{\omega}$ , то для увеличения  $k_e$  нужно увеличить  $k_{\omega}$ . При чрезмерно больших значениях  $k_{\omega}$  сильно возрастает влияние шумов, поступающих на вход системы самонаведения снаряда, что ухудшает точность процесса наведения. Из практики установлено, что применение значений эффективной навигационной постоянной  $k_e$  больше 4 ... 5 нецелесообразно [15].

#### Глава 5

## ПРИЦЕЛЬНЫЕ СХЕМЫ СТАРТА СНАРЯДА С ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА-НОСИТЕЛЯ

#### 5.1. УСЛОВИЕ СТАРТА СНАРЯДА

Для успешного старта снаряда необходимо правильно выбрать положение точки старта относительно цели, момент времени и направление его начального движения. Эти задачи решаются с помощью прицельных схем старта. Под прицельной схемой условимся понимать геометрическое построение, определяющее взаимное положение летательных аппаратов, участвующих в решении задачи встречи. Следовательно, в общем случае прицельная схема определяет взаимное положение трех ЛА: носителя, снаряда и цели.

Положение нескольких участвующих в решении задачи встречи ЛА в пространстве определим с помощью системы координат, независимой от положения ЛА или зависимой от положения одного из них. Первую систему координат называют абсолютной, а вторую — относительной. В абсолютной системе координат, жестко связанной с Землей, положение каждого ЛА определяется координатами его центра тяжести и углами тангажа, крена и рыскания. Определение взаимного положения ЛА в этой системе оказывается громоздким, так как вводится лишнее промежуточное тело (Земля с собственной системой координат), участие которого в решении задач наведения ЛА часто не является необходимым.

Более удобно определять взаимное положение ЛА в относительной системе координат, совпадающей со связанной системой координат ЛА-носителя. При этом начало относительной системы координат совпадает с точкой старта; положение ЛА-носителя полностью определяется положением самой относительной системы координат; положение снаряда, находящегося в период прицеливания в точке старта, определяется лишь углами отклонения осей его связанной системы координат; положение цели определяется координатами ее центра массы и углами отклонения осей ее связанной системы координат непосредственно в относительной системе координат. Следо-



Рис. 5.1. Опускающаяся кассета с неуправляемыми реактивными снарядами



Рис. 5.2. Снаряд «Файрстрик» с тепловой головкой самонаведения



Рис. 5.3. Истребитель F-100 с подвеской ракет «Сайдуиндер» на направляющих под фюзеляжем (одна ракета запущена)



Рис. 5.4. Самолет «Глостер» с управляемыми ракетами «Файрстрик», подвешенными под крыльями

вательно, целесообразно прицельные схемы старта рассматривать в относительной системе координат, совпадающей со связанной системой координат ЛА-носителя.

Так как характер прицельной схемы зависит от условий старта, то предварительно рассмотрим кратко устройство стартовых установок ЛА-носителей. В большинстве случаев старт ракеты или выстрел из нарезного оружия с ЛА осуществляется вперед по направлению полета при стрельбе из передних неподвижных ракетных, пулеметных и пушечных стартовых установок самолетов, а также при отделении последующей ступени многоступенчатой ракеты от ступени носителя.

Неподвижной стартовой установкой в теории воздушной стрельбы принято называть такую пулеметную, пушечную или ракетную установку, в которой направление вектора относительной начальной скорости снаряда  $v_0$  неизменно по отношению к связанной системе координат ЛА-носителя. Примеры неподвижных стартовых установок ЛА приведены на рис. 5.1 ... 5.5.

На рис. 5.1 кассета с ракетами выдвигается поступательным движением из нижней части фюзеляжа самолета. На рис. 5.2 ... 5.4



Рис. 5.5. Схема трехступенчатой ракеты «Авангард»: 1, 2, 3, 14, 15 — элементы первой ступени; 4, 5, 6, 12, 13 — элементы второй ступени; 7, 11 — элементы третьей ступени; 8 — защитный конус; 9, 10 — спутник и его выталкиватель

показаны подвески ракет на жестко закрепленных на самолетах стартовых направляющих. На рис. 5.5 приведена схема многоступенчатой ракеты. Здесь продольные оси всех ступеней ракеты совпадают. Очевидно, что во всех рассмотренных случаях неизменность направления вектора относительной начальной скорости снарядов по отношению к связанной системе координат ЛА-носителя сохраняется.

Для защиты тяжелых многоместных самолетов от истребителей и ракет применяют стартовые установки, обеспечивающие возможность при прицеливании поворачивать направление вектора относительной начальной скорости снаряда  $v_0$  по отношению к связанной системе координат самолета. Такие стартовые установки в теории воздушной стрельбы называют подвижными или турельными.

На рис. 5.6 приведена схема самолета с неподвижной ракетной стартовой установкой под фюзеляжем и с подвижной стартовой установкой в виде турели в верхней части фюзеляжа. Турель позволяет поворачивать ось оружия, а следовательно, изменять направление вектора скорости  $v_0$  относительно связанной системы координат самолета в боковом направлении на бортовой угол  $\delta$ , отсчитываемый от продольной плоскости самолета, и на угол возвышения  $\phi_{\rm B}$ , отсчитываемый от плоскости осей x, z вверх.

На рис. 5.7 представлена типовая турельная установка. Ствол ее оружия имеет возможность поворачиваться по углу возвышения на цапфах относительно стоек поворотного кольца турели, которое в свою очередь вращается в боковом направлении по бортовому углу. Ствол оружия в современных самолетных установках, как правило, поворачивается с помощью приводов, дистанционно управляемых автоматическими или полуавтоматическими прицельными станциями.

В общем случае старта из подвижной установки направление оси ствола или направляющих пусковой установки отклонение от направления продольной оси x и вектора скорости самолета  $\bar{v}_c$ . Тогда

при принятых в разд. 4.2 начальных гипотезах теории встречи ЛА характер влияния переносной скорости ЛА-носителя на движение снаряда после

Рис. 5.6. Схема самолета с неподвижной ракетной установкой и турелью



159



Рис. 5.7. Типовая механизированная турельная установка

старта с собственной относительной начальной скоростью  $\bar{v}_0$  можно пояснить с помощью схемы, приведенной на рис. 5.8.

Пусть старт осуществлен в момент, когда летательный аппаратноситель, перемещающийся со скоростью  $\bar{v}_c$ , находится в точке O. Рассмотрим общий случай, когда направление  $\bar{v}_0$  отклонено от направления вектора  $\bar{v}_c$  на пространственный бортовой угол оружия  $\delta_n$ . При старте снаряду сообщается абсолютная начальная скорость  $\bar{v}_{0c}$ , равная геометрической сумме:  $\bar{v}_{0c} = \bar{v}_c + v_0$ . Следовательно, при старте из подвижной установки ЛА снаряд перемещается относительно воздуха со скоростью  $\bar{v}_{0c}$ , направленной по диагонали параллелограмма, построенного на векторах  $\bar{v}_c$  и  $\bar{v}_0$ . Для учета переносной скорости ЛА в данном случае нужно направлять в точку встречи вектор  $\bar{v}_{0c}$  (дополнительные поправки в этой схеме не учитываются).

Угол  $\phi_{0c}$  между векторами  $\bar{v}_c$  и  $\bar{v}_{0c}$ , т. е. между направлениями полета ЛА-носителя и снаряда, стартовавшего с ЛА, называется углом начального относа снаряда. Это название угла фактически отражает явление относа снаряда под влиянием переносной скорости стартовой установки от плоскости стрельбы, проходящей вертикально через направление вектора  $\bar{v}_0$ . При старте из пусковой установки, установленной неподвижно на Земле, снаряд при отсутствии ветра и деривации движется в плоскости стрельбы, проходящей вертикально через направление вектора и отклоняется только в вертикальном направлении под действием гравитационной силы.

В частном случае старта из подвижного оружия, когда направление оси ствола оружия или направляющих пусковой установки

совпадает с направлением вектора скорости ЛА-носителя ( $\varphi_{\rm B} = 0$  и  $\delta_{\rm II} = 0$ ), геометрическая сумма превращается в алгебраическую



$$v_{0c} = v_c + v_0;$$

Рис. 5.8. Схема сложения скоростей при старте снаряда под углом к вектору воздушной скорости летательного аппарата-носителя эта формула аналогична формуле для условий старта из неподвижного оружия ЛА.

Рассмотрим сначала более простую прицельную схему старта из неподвижного оружия ЛА, а затем перейдем к физическим особенностям старта из подвижного оружия ЛА и соответствующей прицельной схеме.

#### 5.2. ПРИЦЕЛЬНАЯ СХЕМА СТАРТА СНАРЯДА ВДОЛЬ ВЕКТОРА ВОЗДУШНОЙ СКОРОСТИ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА-НССИТЕЛЯ

Оружие, неподвижно установленное на ЛА. наволится на цель разворотом самого ЛА. Для правильного прицеливания ось оружия нужно направить в точку упреждения, т. е. в такую точку пространства, где при данных условиях должна произойти встреча снаряда с целью. Точка упреждения находится на траектории движения цели. Прицельная схема при старте снаряда вдоль вектора скорости ЛА-носителя является плоской, так как векторы  $\bar{v}_{\rm c}$  и  $\bar{v}_{\rm ц}$  лежат в плоскости упредительного треугольника.

Рассмотрим схему при условиях, установленных начальными гипотезами теории встречи ЛА. Пусть цель находится в точке  $\mathcal{U}$ (рис. 5.9) и движется прямолинейно с постоянной воздушной скоростью  $\bar{v}_{\mu}$ . Атакующий ЛА-носитель в момент старта снаряда находится в точке O на расстоянии начальной дальности  $L_0$  от цели. Предположим, что точка упреждения находится на пути цели в пункте  $A_y$ . Тогда треугольник, вершинами которого являются точки  $\mathcal{U}$ , O и  $A_y$ , называется упредительным.

 $OA_{y} = L_{y}$  — упрежденная дальность, т. е. дальность от атакующего летательного аппарата-носителя до точки упреждения в момент старта снаряда;

 $UA_{x} = v_{n}t_{v}$  — линейное упреждение цели;

 $t_y$  — упрежденное время, или время полета снаряда на упрежденную дальность;

ψ — угол упреждения, т. е. угол между направлением линии цели
 и линии упреждения;

q — курсовой угол цели;

ф — дополнительный курсовой угол цели.

Согласно принятым начальным гипотезам теории встречи векторы  $\bar{v}_{c}$  и  $\bar{v}_{0}$  совпадают по направлению с продольной осью ЛА, а вектор  $\bar{v}_{u}$  совпадает с продольной осью цели. Относительная угловая скорость цели в связанной системе координат атакующего ЛА выражается формулой

$$\omega = (v_{\rm n} \sin \varphi - v_{\rm c} \sin \psi)/L_0,$$

где  $v_{\mu} \sin \varphi$  и  $v_{c} \sin \psi$  — поперечные составляющие воздушных скоростей цели и атакующего ЛА (см. рис. 5.9).

Из упредительного треугольника напишем

 $v_{\mu}t_{y}/\sin\psi = L_{y}/\sin q = L_{y}/\sin \varphi.$ 

Из совместного решения этих уравнений получим формулу

$$\sin \psi = \omega L_0 / (L_v / t_v - v_c).$$

6 Лазарев Л. П.



Рис. 5.9. Прицельная схема старта снаряда И вдоль вектора  $\bar{v}_{c}$  ЛА



Рис. 5.10. Зависимость полетного времени снаряда от дальности

Так как в момент старта положение точки упруждения  $A_y$ , а следовательно, и величины  $L_y$  и  $t_y$  нельзя определить до построения угла упреждения  $\psi$ , то использование найденной формулы для вычисления  $\psi$  практически затруднено.

Рассмотрим зависимость времени полета снаряда  $t_{\rm n}$  от дальности полета L. Для типового нарезного оружия характер зависимости  $t_{\rm n}$  (L) выражается графиком, приведенным на рис. 5.10. Из рассмотрения характера этого графика и анализа табличных значений функции  $t_{\rm n}$  (L) следует, что величина отношения  $L_y/t_y$  незначительно отличается от величины  $L_0/t_0$ , соответствующей дальности цели в момент старта. Это позволяет считать справедливым приближенное равенство

$$v_{\rm cp} = L_{\rm y}/t_{\rm y} = L_0/t_0,$$

в котором величины  $L_0$  и  $t_0$  могут быть известны в момент старта. Величину дальности до цели  $L_0$  в момент старта снаряда можно определить непосредственно измерением с помощью оптического внешнебазного, лазерного или радиолокационного дальномера.

Величину полетного времени можно автоматически вычислить в любой момент функциональным построителем как функцию измеренной дальности. Так как при стрельбе из неподвижного оружия, как правило, средняя скорость полета снаряда, зависящая от суммы  $v_c + v_0$ , гораздо больше скорости цели, то путь снаряда за полетное время значительно больше пути цели за то же время. Следовательно величины  $L_0$  и  $L_y$  в данных условиях встречи снаряда с целью лежат на небольшом участке кривой  $t_{\rm m}$  (L), где изменение производной ограничено сравнительно малыми величинами (см. рис. 5.10). Ошибка в величине отношения  $L/t_{\rm m}$  от принятия этого допущения не превышает 2 ... 3 % при стрельбе из нарезного оружия и еще меньше при применении ракет, средняя скорость полета которых более стабильна, чем у инерционных снарядов.

Заменяя  $L_y/t_y$  величиной  $L_0/t_0$ , найдем для расчета угла упреждения выражение

$$\sin \psi = \omega L_0/(L_0/t_0 - v_c),$$

где величина  $\psi$  является функцией относительной угловой скорости цели  $\omega$ , начальной дальности  $L_0$  и воздушной скорости атакующего ЛА-носителя, которые в момент старта определяются непосредственно измерением, и полетного времени снаряда  $t_0$ , являющегося функцией начальной дальности. Обозначим

$$L_0/(L_0/t_0 - v_c) = t_{d_{t-H}}$$

и назовем фиктивным полетным временем снаряда при старте вдоль вектора воздушной скорости носителя. Величина  $t_{\phi, h}$  есть переменный коэффициент, на который нужно умножить относительную угловую скорость цели  $\omega$ , чтобы получить величину синуса угла упреждешия  $\psi$ . Этот коэффициент имеет размерность времени.

Так как для данного снаряда полетное время  $t_n$  является прежде всего табличной функцией начальной дальности  $L_0$ , плотности атмосферы на высоте зоны воздушного боя H и воздушной скорости  $v_c$ , то фиктивное полетное время выражается зависимостью

$$t_{\Phi, H} = f(L_0, v_c, H),$$

которая решается вычислительным устройством прицела на базе непрерывно измеряемых величин  $L_0$ ,  $v_c$  и H.

В тех случаях когда значение угла упреждения ограничивается малыми величинами, формула для расчета угла упреждения приводится к выражению

$$\psi = \omega t_{\Phi. H}$$

так как тогда приближенно справедливо равенство sin  $\psi = \psi$ . Погрешность формулы угла упреждения от принятия последнего допущения характеризуется следующими значениями относительной ошибки в величине угла упреждения:

Угол упреждения в град	10	15	20	25
Относительная ошибка в угле				
упреждения в %	0,1	0,3	0,7	1,4

Формула для построения угла упреждения при старте снаряда вдоль вектора  $\bar{v}_c$  из неподвижной установки ЛА проста по своей структуре, что подтверждает удобство решения задачи упреждения в относительной системе координат, совпадающей со связанной системой координат носителя. Для построения угла упреждения по этой формуле достаточно измерить относительную угловую скорость цели  $\omega$  и умножить ее на коэффициент  $t_{\phi. H}$ , зависящий от начальной дальности цели  $L_0$ , воздушной скорости ЛА  $v_c$  и высоты H.

#### 5.3. ПРИЦЕЛЬНАЯ СХЕМА СТАРТА СНАРЯДА ПОД УГЛОМ К вектору воздушной скорости летательного аппарата-носителя

При старте снаряда под углом к вектору воздушной скорости ЛА-носителя возникают физические явления, которые изменяют характер траектории полета снаряда и значительно усложняют решение задачи встречи снаряда с целью. К таким явлениям относятся скольжение ЛА-носителя и снаряда, отставание и вращательный эффект снаряда.

Скольжением называется явление дополнительного перемещения снаряда под углом к его продольной оси вследствие влияния возмущающих воздействий. Такими воздействиями могут быть, например, влияние сообщенной снаряду при старте переносной скорости ЛАносителя, управляющее влияние рулей снаряда, случайные возмущающие явления среды. Отставанием снаряда называется его отставание после старта от продолжающего лететь с постоянной скоростью носителя в сторону, обратную его воздушной скорости, под влиянием сопротивления воздушной среды.

Вращательным эффектом называется искривление траектории вращающегося снаряда вследствие гироскопической прецессии под влиянием возмущающего воздействия сил аэродинамического сопротивления воздушной среды. Это явление возникает только в случае вращающегося снаряда и тогда, когда возмущающий момент не совпадает по направлению с собственным кинетическим моментом вращающегося снаряда, что наблюдается при скольжении снаряда в воздушной среде.

Явления скольжения, отставания и вращательный эффект снаряда существенно влияют на характер прицельной схемы встречи снаряда с целью и поэтому должны учитываться при решении задачи встречи. Так как каждое явление из этих трех в силу своей физической природы независимо от двух других, то оно может быть оценено количественно раздельно от других. Условимся впредь рассматривать методику расчета поправок на каждое из них независимо. Это обстоятельство позволяет также рассмотреть без учета этих явлений прицельную схему старта снаряда.

В общем случае старта снаряда под углом к вектору скорости ЛА-носителя прицельная схема является пространственной, так как векторы  $\bar{v}_{c}$  и  $\bar{v}_{u}$  воздушной скорости носителя и цели могут быть расположены произвольно в зависимости от условий воздушного боя. При этом прицельная схема оказывается громоздкой. Рассмотрим менее общий случай, когда векторы  $\bar{v}_{c}$  и  $\bar{v}_{u}$  лежат в одной плоскости под углом друг к другу, что соответствует наиболее частому на практике случаю стрельбы с турельной установки по атакующему истребителю. Характер происходящих явлений от этого принципиально не изменится, а их рассмотрение будет более простым и понятным, что методически оправдано. Рассмотрение ведем при начальных гипотезах теории встречи, изложенных в разд. 4.3.

ЛА-носитель в момент старта находится в точке O и летит с постоянной воздушной скоростью  $\bar{v}_{c}$  (рис. 5.11). На начальной дальности  $L_{0}$  от носителя находится цель  $\mathcal{U}$ , летящая с постоянной воздушной скоростью  $v_{\mu}$  в направлении, характеризуемом курсовым углом цели q между вектором  $\bar{v}_{\mu}$  и линией цели  $O\mathcal{U}$ .

Для обеспечения встречи снаряда с целью необходимо направить вектор  $\bar{v}_{0c}$  абсолютной начальной скорости бросания снаряда в лежащую на пути точку  $A_{y. a \delta c}$ , в которую прилетит цель через упредительное время  $t_y$ . Направление вектора  $\bar{v}_{0c}$  определяется углом Рис. 5.11. Принципиальная схема старта снаряда под углом к вектору

упреждения в абсолютной системе координат фабс. Для построения ψалс необходимо в момент старта с достаточно высокой точностью измерить: веливоздушных скоростей чины ЛА-носителя и цели по модулю; курсовой угол цели q; бортовой угол цели δ, определяющий взаимное положение продольной оси x носителя И линии пели: начальную



дальность цели  $L_0$  и расстояние от точки старта O до точки  $A_{y, a \delta c}$ , а также найти время  $t_y$ , за которое снаряд пролетит от точки старта до встречи с целью.

Болышие трудности встречаются при измерении величин воздушной скорости цели  $v_{\rm u}$  и ее курсового угла *q*. В условиях современного воздушного боя при исключительно высокой его скорости  $v_{\rm u}$  и *q* можно определять только глазомерной оценкой наводчика с ошибкой порядка 10 ... 12 % в величине воздушной скорости и 6 ... 10° в величине курсового угла цели. Такая точность недостаточна. Следует обратить внимание на невозможность автоматизации определения входных данных и решения задачи прицеливания в абсолютной системе координат, поэтому подробно рассмотрим схему прицеливания в относительной системе координат, связанной с ЛА-носителем.

Условно остановим носитель в точке старта O и для сохранения относительного движения приложим к цели помимо вектора также вектор ( $-\bar{v}_c$ ) воздушной скорости носителя с обратным знаком. Тогда относительное движение цели характеризуется вектором  $\bar{v}$ , относительной линейной скорости цели, равным геометрической сумме:  $\bar{v}_r = \bar{v}_u + (-\bar{v}_c)$  и направленным под относительным курсовым углом цели q, к линии визирования (см. рис. 5.11).

В относительной системе координат встреча снаряда с целью должна произойти на линии, совпадающей с вектором  $\tilde{v}_r$ . Так как рассмотрение прицельной схемы в относительной и абсолютной системах координат отличается только методом учета вектора воздушной скорости ЛА-носителя, то точка упреждения в относительной системе координат  $A_y$  смещена относительно точки  $A_{y, abc}$  в направлении, параллельном вектору ( $-\tilde{v}_c$ ).

Время упреждения  $t_y$  не зависит от выбранной для рассмотрения прицельной схемы системы координат. Оно зависит от действительных параметров движения, участвующих в решении задачи встречи носителя, снаряда и цели, и равно действительному времени полета снаряда на упрежденную дальность  $L_y$  в абсолютной системе координат.

Расстояние  $\coprod A_y = t_y v_r$  есть путь цели, пройденный за время упреждения  $t_y$  в относительной системе координат со скоростью  $v_r$ .

Расстояние  $OA_y = L'_y$  есть дальность точки упреждения в относительной системе координат.

Направление линии упреждения в относительной системе координат ОА<sub>у</sub> определяется углом упреждения у между этой линией и линией цели.

Найдем формулу для расчета угла упреждения ф. Из треугольника ОЦА, по теореме синусов напишем

$$\sin \psi = (v_r t_y \sin q_r)/L'_y,$$

где  $(v_r \sin q_r)/L_0 = \omega$  есть относительная угловая скорость цели.

Обозначим коэффициент  $t_y = L_0/L'_y = t_{\phi, \pi}$  и назовем его фиктивным полетным временем снаряда при стрельбе из подвижной стрелковой установки.

Совместное решение этих зависимостей дает формулу

 $\sin \psi = \omega t_{\phi, \pi}$ 

и для малых углов упреждения

 $\psi = \omega t_{\phi. \pi}$ .

Формула построения угла упреждения, учитывающего относительное движение цели при старте снаряда под углом к вектору воздушной скорости ЛА-носителя, имеет такую же структуру, как и при старте снаряда вдоль вектора  $\bar{v}_c$ . Однако коэффициенты  $t_{\phi. \, \mathrm{H}}$  и  $t_{\phi. \, \mathrm{H}}$  и имеют различные значения, что является следствием разных начальных условий полета снаряда.

Сравнивая формулы упреждения из разд. 5.2 и 5.3, можно сделать вывод о том, что механизмы построения упреждения прицелов для стрельбы из подвижного и неподвижного оружия ЛА должны решать аналогичные задачи, сводящиеся к определению относительной угловой скорости цели и умножению ее на коэффициент, называемый фиктивным полетным временем снаряда.

В решение задачи встречи в относительной системе координат при старте снаряда под углом к вектору  $\vec{v}_c$  воздушной скорости ЛА-носителя необходимо вводить угловую поправку  $\psi_{orcr}$  на отставание снаряда в направлении, обратном вектору  $\vec{v}_c$ . Следовательно, для того чтобы полностью учесть влияние на снаряд движения и цели в относительной системе координат, необходимо вектор относительной начальной скорости снаряда  $\vec{v}_0$  направить не вдоль линии упреждения в точку  $A_y$ , а под углом отставания  $\psi_{orcr}$  к этой линии в точку F, совпадающую с началом вектора отставания  $\overline{Z}$ , параллельного вектору  $\vec{v}_c$  и обратного ему по знаку (см. рис. 5.11).

#### 5.4. ПОЛЕТНОЕ ВРЕМЯ СНАРЯДА

Выясним физический смысл коэффициента  $t_{\phi, \pi}$ , называемого фиктивным полетным временем снаряда, и изложим методику его определения. Этот коэффициент равен

$$t_{\phi, \pi} = t_y L_0 / L_y'.$$

В теории воздушной стрельбы величина средней скорости  $v_{cp.y}$  полета снаряда на упрежденную дальность  $L_y$  выражается табличной функцией вида  $f_m = (c_H L_y, v_{0c})$ , где  $v_{0c}$  — начальная абсолютная скорость бросания снаряда при стрельбе;  $c_H = \Delta_H c_0$  — высотный баллистический коэффициент оружия;  $c_0$  — баллистический коэффициент оружия, характеризующий закон полета снаряда данного типа в условиях стандартной атмосферы;  $\Delta_H$  — коэффициент относительной плотности атмосферы, характеризующий плотность атмосферы на высоте.

Величина средней полетной скорости снаряда зависит, кроме основных факторов, учтенных в формуле, также от угла наклона траектории полета снаряда к горизонту, нестабильности технических характеристик отдельных снарядов данного типа, нестабильности условий горения в патроне или двигателе ЛА и некоторых других второстепенных факторов. В теории воздушной стрельбы их влияние на величину средней полетной скорости снаряда обычно считается малым и не учитывается.

Можно написать для расчета времени упреждения формулу

$$t_{\rm y} = L_{\rm y}/f_m \left( c_H L_{\rm y}, v_{\rm 0c} \right),$$

все члены первой части которой, кроме упрежденной дальности  $L_y$ , можно определить в момент старта непосредственным измерением. Невозможность предварительного определения упрежденной дальности  $L_y$  создает затруднения в практическом использовании этой формулы.

На практике для расчета фиктивного полетного времени снаряда вместо этой точной формулы применяют приближенные рабочие формулы. Имеются формулы, содержащие не абсолютную упрежденную дальность, а начальную дальность цели  $L_0$  или относительную дальность цели  $L_r$  в направлении вектора  $\bar{v}_0$  относительной начальной скорости снаряда.

Преобразуем эту формулу с целью замены упрежденной дальности  $L_y$ , непосредственное измерение которой невозможно, величинами  $L_0$  и  $L_r$ . Для типовых условий защитной стрельбы с турельной установки тяжелого самолета по истребителю, атакующему тяжелый самолет по траектории преследования с переменным упреждением, в теории воздушной стрельбы принимается приближенное равенство

$$v_{\rm 0c}/v_{\rm 0}=L_{\rm y}/L_{\rm r}=n,$$

где *n* — постоянный коэффициент. Тогда

$$t_{\mathbf{y}} = nL_r/f_m \left( c_H L_r n, v_0 n \right).$$

Так как функция  $f_m$  ( $c_H L_r n$ ,  $v_0 n$ ) в знаменателе последнего уравнения, выражающая среднюю скорость снаряда, является приближенно однородной, то можно коэффициент n вынести за знак функции и получить зависимости

$$t_y = L_r/f_m (c_H L_r, v_0)$$
 и  $t_{\Phi^* \Pi} = L_0 L_r/f_m (c_H, L_r, v_0) L'_y$ .

167

Так как вектор отставания  $\overline{Z}$  (см. рис. 5.11) по своему порядку существенно меньше величин дальностей  $L'_{y}$  и  $L_{r}$ , то справедливы приближенные равенства:  $L'_{y} = L_{r}$  и  $t_{\phi, \pi} = L_{0}/f_{m}$  (*c*<sub>H</sub> $L_{r}$ ,  $v_{0}$ ).

Из анализа функций средней скорости снаряда следует, что на практически важных дальностях стрельбы 300 ... 2000 м при современных скоростях самолетов и снарядов изменение дальности под знаком функции  $f_m (c_H L_r, v_0)$  на 10 ... 15 % вызывает изменение значения этой функции всего на 0,5 ... 3 %. При этих условиях целесообразно заменить в последней формуле трудно измеряемую величину  $L_r$  через  $L_0$ , которую можно измерить в любой момент автоматически лазерным дальномером с весьма высокой точностью (порядка долей процента) или радиодальномером с точностью нескольких процентов. Для типовых атак преследования истребителем бомбардировщика относительную дальность цели  $L_r$  можно выразить через начальную дальность цели  $L_0$  приближенным равенством  $L_r = k_r L_0$ , где  $k_r$  — постоянный коэффициент, соответствующий средним (наиболее вероятным) условиям рассматриваемых атак.

Тогда для вычисления фиктивного полетного времени снаряда получим удобную в эксплуатации приближенную формулу

$$t_{\oplus, n} = L_0 / f_m (c_H L_0 k_r, v_0),$$

в правой части которой содержится только две переменных: начальная дальность  $L_0$  и коэффициент  $c_H$ , являющийся функцией высоты.  $L_0$  и  $c_H$  определяются на базе непосредственных измерений. В целях упрощения вычислительных устройств итоговую табличную формулу для  $t_{\phi. n}$  можно аппроксимировать несложными аналитическими зависимостями.

#### 5.5. РАСЧЕТ ПОПРАВКИ НА ОТСТАВАНИЕ СНАРЯДА

Поясним физический смысл явления отставания, обратив внимание на причину его возникновения. При рассмотрении начальных гипотез теории встречи в разд. 4.3 принято, что атмосферное перемещение воздушной среды сообщает ЛА-носителю, снаряду и цели одинаковое переносное движение и поэтому оно исключается из рассмотрения задач встречи ЛА. Но исключение из схем прицеливания влияния воздуха не означает исключении влияния воздуха на полет снаряда вообще. Воздух оказывает сопротивление движению снаряда, поэтому всегда происходит торможение снаряда, направленное обратно вектору его скорости относительно воздушной среды. Это торможение вызывает уменьшение с течением времени скорости снаряда вдоль вектора  $\bar{v}_{\rm oc}$ , его абсолютной начальной скорости относительно воздуха. По этой причине средняя скорость полета инерционного снаряда на любую дальность меньше величины  $\bar{v}_{\rm oc}$ .

Явление потери скорости снаряда вследствие сопротивления воздушной среды существует всегда и не зависит от типа системы координат. В противоположность этому необходимость учета поправки на отставание снаряда возникает только при рассмотрении прицельной схемы старта с ЛА-носителя в относительной системе координат вследствие искусственной его остановки. Рис. 5.12. Схема к расчету угловой поправки на отставание

Рассмотрим поправку на отставание применительно к построению прицельной схемы старта в относительной системе координат. Для упрощения примем угол возвышения оружия  $\varphi_{\rm B} = 0$ , что не внесет принципиальных изменений в характср явления отставания. ЛА-носитель, находясь в момент старта в точке *O*, перемещается с постоянной по величине и направлению воздушной скоростью  $\bar{v}_{\rm c}$  (рис. 5.12).



В момент старта ось снаряда отклонена от направления вектора на бортовой угол  $\delta$ , а вектор абсолютной начальной скорости бросания  $\bar{v}_{0c}$  — на угол начального относа  $\varphi_{0c}$ . Плоскость стрельбы  $OO_1$  в момент старта проходит вертикально вдоль вектора  $\bar{v}_0$  начальной относительной скорости снаряда. Представим себе, что плоскость стрельбы жестко связана с пусковой установкой, перемещающейся после старта вместе с ЛА-носителем в направлении вектора  $\bar{v}_c$ . Тогда через время упреждения  $t_y$  носитель окажется в точке O' на расстоянии  $v_c t_y$  от точки старта O, а плоскость стрельбы займет положение O'O<sub>1</sub>, переместившись в пространстве параллельно своему первоначальному направлению.

Так как в рассматриваемых условиях плоскости стрельбы и снаряду в момент старта сообщается одинаковая переносная скорость пусковой установки, то при отсутствии сопротивления воздуха (в пустоте) снаряд после старта должен перемещаться вместе с плоскостью стрельбы. Следовательно, при полете в безвоздушном пространстве через время упреждения  $t_y$  снаряд окажется в точке  $A_{y. \, пycT}$  на пересечении направления вектора  $\bar{v}_{0c}$  его абсолютной начальной скорости бросания и смещенной плоскости стрельбы  $O'O'_1$ . При полете в воздушной среде снаряд испытывает торможение, поэтому инерционный снаряд теряет скорость и отстает от плоскости стрельбы, перемещающейся вместе с носителем с равномерной скоростью  $\bar{v}_c$ . Через время упреждения  $t_y$  снаряд окажется в точке F', отстав от плоскости стрельбы в направлении, параллельном вектору  $\bar{v}_c$  на величину FF'. Обозначим отрезок FF' через  $\overline{Z}$  и назовем его вектором отставания.

Отставание снаряда является результатом сопротивления воздушной среды перемещению снаряда под влиянием переносной скорости, сообщенной ему носителем. Эта переносная скорость является воздушной скоростью ЛА-носителя и, следовательно, вектор отставания  $\overline{Z}$  параллелен и направлен обратно вектору  $\overline{v_c}$ . Угол  $F'OF = = \psi_{orcr}$  называется углом отставания. Так как при полете в воздушной среде через время упреждения  $t_y$  снаряд оказывается в точке F',

169

то, очевидно, именно эта точка должна быть пунктом встречи снаряда с целью, т. е. точкой упреждения A<sub>y</sub>.

Найдем формулу для расчета величины вектора отставания  $\overline{Z}$ . Обозначим через  $t_{y, nycr}$  время полета снаряда в безвоздушном пространстве на упрежденную дальность  $L_y$  из точки старта O в упрежденную точку  $A_y$ . Очевидно, время  $t_{y, nycr} < t_y$ . Проведем через точку упреждения  $A_y$  линию  $A_yC_1$ , являющуюся следом соответствующего положения плоскости стрельбы. Расстояние  $OC_1 =$  $= v_c t_{y, nycr}$  есть перемещение плоскости стрельбы вместе с носителем за время полета снаряда с равномерной скоростью  $\bar{v}_{0c}$  до точки упреждения в пустоте. На основании схемы на рис. 5.12 напишем

$$\overline{Z} = -\overline{v}_{c} (t_{y} - t_{y, \pi y cT});$$
$$t_{y} = \frac{L_{y}}{v_{cT}}; \quad t_{y, \pi y cT} = \frac{L_{y}}{v_{cT}};$$

где *v*<sub>ср</sub>— средняя скорость полета снаряда на упрежденную дальность. Тогда

$$\overline{Z} = -\overline{v}_{\rm c}L_{\rm y} (1/v_{\rm cp} - 1/v_{\rm 0c}).$$

Для упрощения учета поправки на отставание в прицелах целесообразно преобразовать линейную величину Z в угловую. Из треугольника OEF', пользуясь теоремой синусов, напишем

$$Z/\sin \psi_{\text{отст}} = L_y \sin (\varphi_{0c} - \psi_{\text{отст}}).$$

Так как угол  $\psi_{oтct}$  в большинстве случаев не превышает 3...5°, то без существенной потери точности в построении суммарного угла упреждения положим sin  $\psi_{otct} = \psi_{otct}$ ; sin ( $\varphi_{oc} - \psi_{otct}$ ) = sin  $\varphi_{oc}$ . Расчетная формула для угловой поправки на отставание имеет вид:

$$\psi_{\text{orcr}} = -v_{\text{c}} (1/v_{\text{cp}} - 1/v_{\text{oc}}) \sin \varphi_{\text{oc}}.$$

Входящие в правую часть уравнения значения  $v_c$ ,  $v_{0c}$  и sin  $\varphi_{cc}$  можно определить на базе измерения  $v_c$  и  $\varphi_{0c}$ . Средняя скорость полета снаряда  $v_{cp}$  вычисляется согласно приближенному равенству в виде табличной функции вида  $f_m$  ( $c_H k_r L_0$ ,  $v_0$ ) (см. разд. 5.4) начальной дальности  $L_0$  и высоты H, которые можно измерить в момент старта.

В общем случае старта при  $\varphi_{\rm B}$  и  $\delta \neq 0$  взаимное положение оси самолета и оси снаряда определяется пространственным бортовым углом оружия  $\delta_{\rm n}$  между этими осями. Тогда плоскость треугольника отставания *F'FO* наклонна, но вектор отставания и в этом случае параллелен и направлен обратно вектору воздушной скорости  $\bar{v}_{\rm c}$  ЛАносителя.

При решении практических конструктивных задач по учету угловой поправки на отставание необходимы составляющие угла  $\psi_{\text{отст}}$ в системе координат прицела, в которой строятся углы упреждения и все другие угловые поправки.

Рассмотрим общий случай старта снаряда из подвижной стартовой установки, когда ось оружия расположена произвольно относительно вектора  $\bar{v}_c$ .

Рис. 5.13. Схема разложения поправки на отставание на составляющие в системе координат прицела



Отставание снаряда является следствием взаимодействия ЛА и снаряда с воздушной средой в относительном движении, полностью определяемом вектором  $\bar{v}_c$  воздушной скорости ЛА-носителя и не зависит от положения вектора  $\bar{v}_c$  относительно направления осей земной системы координат, поэтому без какого-либо ущерба для общности результатов можно рассмотреть случай горизонтального полета ЛА без крена. Это условие вносит некоторые методические преимущества ввиду упрощения терминологии и схемы.

В момент старта снаряда положение оси оружия относительно направления вектора  $\bar{v}_c$  определяется пространственным бортовым углом  $\delta_n$  между векторами  $\bar{v}_c$  и  $\bar{v}_0$  относительной начальной скорости старта снаряда (рис. 5.13).

Прямоугольная система координат прицела при условии параллельности его нулевой линии визирования  $x_{np}$  оси окружия имеет нормальную ось  $y_{np}$  и боковую ось  $z_{np}$ . Оси  $y_{np}$  и  $z_{np}$  расположены в картинной плоскости в поле зрения прицела. Прямые углы в схеме на рис. 5.13 отмечены двойными дугами. Введем дополнительный пространственный бортовой угол  $\delta'_n$ .

Спроектировав ось оружия на горизонтальную плоскость, содержащую в себе вектор  $\bar{v}_c$  и боковую ось прицела  $z_{np}$  получим линию  $OO_r$ . Отложим расстояние OF, равное относительной дальности  $L_r$  цели в момент старта в направлении вектора  $\bar{v}_0$ , и построим в точке F вектор отставания  $\overline{Z}$ , параллельный и противоположно направленный вектору  $\bar{v}_c$ . Конец вектора отставания  $\overline{Z}$  совпадает с точкой упреждения  $A_y$ . Расстояние  $OA_y$  есть упрежденная дальность цели  $L_y$ , а угол  $FOA_y$  есть угол отставания снаряда  $\psi_{orcr}$  в данных условиях.

Проекции дополнительного пространственного угла  $\delta'_n$  на вертикальную и горизонтальную плоскости являются соответственно углом возвышения  $\varphi_{\rm B}$  и дополнительным бортовым углом оружия  $\delta' = \pi - \delta$ , где  $\delta$  — бортовой угол оружия.

Для упрощения геометрических построений процесса разложения вектора отставания  $\overline{Z}$  по осям прицела перенесем его, сохранив направление и величину, в начало координат.

Спроектировав вектор  $\overline{Z}$  в горизонтальной плоскости на ось координат прицела  $z_{np}$ , найдем вектор  $\overline{Z}_z = OM$ . Спроектировав точку  $A'_y$  сначала в горизонтальной плоскости в точку N на линию  $OO_r$ , а затем точку N в вертикальной плоскости  $y_{np}OO_r$  на ось координат прицела  $y_{np}$  в точку  $N_1$ , найдем конец вектора  $\overline{Z}_y$  проекции вектора  $\overline{Z}$  на ось  $y_{np}$ .

Из рассмотрения схемы на рис. 5.13 получим выражения  $\overline{Z}_z = \overline{Z} \sin \delta$ ;  $\overline{Z}_y = -\overline{Z} \cos \delta \sin \varphi_{\rm B}$ , где  $\overline{Z}_z$  и  $\overline{Z}_y$  — составляющие вектора отставания по осям координат прицела.

Составляющие угла отставания  $\psi_{\text{отст}}$  по осям координат прицела  $z_{\text{пр}}$  и  $y_{\text{пр}}$  соответственно  $\psi_{\text{отст } z}$  и  $\psi_{\text{отст } y}$  находим из схемы на рис. 5.13 через величины  $Z_z$  и  $Z_y$  и расстояние  $L_r$ 

 $\sin \psi_{\text{otct } z} = (Z \sin \delta)/L_r; \ \sin \psi_{\text{otct } y} = -(Z \cos \delta \cos \varphi_{\text{B}})/L_r.$ 

Так как составляющие угловой поправки на отставание не превышают величины  $\psi_{\text{отст}} < 2 \dots 3^{\circ}$ , то без существенной погрешности в значении суммарного угла упреждения можно положить при расчете угловых поправок на отставание снаряда

Тогда

 $\sin \psi_{\text{OTCT } z} = \psi_{\text{OTCT } z}; \quad \sin \psi_{\text{OTCT } y} = \psi_{\text{OTCT } y}; L_r = L_y.$  $\psi_{\text{OTCT } z} = ZL_y^{-1} \sin \delta; \quad \psi_{\text{OTCT } y} = -ZL_y^{-1} \cos \delta \sin \varphi_B.$ 

Подставляя в полученные уравнения значение Z, найдем для вычисления составляющих угловой поправки на отставание по осям координат прицела расчетные зависимости:

$$\psi_{\text{orcr }z} = -v_{\text{c}} \left( \frac{1}{v_{\text{cp}}} - \frac{1}{v_{\text{oc}}} \right) \sin \delta;$$
  
$$\psi_{\text{orcr }y} = v_{\text{c}} \left( \frac{1}{v_{\text{cp}}} - \frac{1}{v_{\text{oc}}} \right) \cos \delta \sin \varphi_{\text{B}}.$$

Величины  $\delta$ ,  $\varphi_{\rm B}$  и  $v_{\rm c}$  определяются в любой момент непосредственным измерением. Величина  $v_{\rm cp}$  определяется функциональным построителем в виде известной функции типа  $f_m(c_Hk, L_0, v_0)$  непосредственно измеряемых при старте начальной дальности цели  $L_0$  и высоты зоны воздушного боя H, а также постоянных величин  $v_0$  и  $k_r$ . Величина  $v_{0\rm c}$  определяется построителем по измеренной воздушной скорости самолета  $v_{\rm c}$  и заранее известной постоянной относительной начальной скорости снаряда  $v_0$ .

#### 5.6. РАСЧЕТ ПОПРАВКИ НА ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОНИЖЕНИЕ СНАРЯДА

На ЛА, совершающий полет над поверхностью Земли, действует ускорение силы земного притяжения. Это ускорение направлено к центру Земли, т. е. всегда по вертикали вниз. Следовательно, в общем случае полета снаряда к цели он отклоняется от своего первоначального направления, называемого линией бросания, под действием ускорения силы тяжести к центру Земли. Это явление называется гравитационным понижением снаряда. Рис. 5.14. Схема гравитационного понижения снаряда

В безвоздушном пространстве понижение снаряда  $h_0$  под действием земного притяжения определяется формулой  $h_0 = 0.5gt^2$ , где g — ускорение сво-



бодного падения; t — время полета снаряда по траектории с мо-мента старта.

Понижение снаряда h под действием земного притяжения при полете в атмосфере вследствие сопротивления воздуха движению падающего тела несколько меньше величины  $h_0$  и характеризуется табличной функцией.

Пусть снаряд стартовал вдоль линии бросания  $OO_1$  под углом  $\varphi_{\rm B}$ к горизонту (рис. 5.14). Понижение снаряда  $h_1, h_2, h_3, \ldots, h_n$  от линии бросания  $OO_1$  на различных дальностях полета удобно выражать через соответствующие углы  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \ldots, \alpha_n$ , называемые углами прицеливания. В теории воздушной стрельбы угол прицеливания  $\alpha$ при стрельбе на упрежденную дальность  $L_y$  выражается табличной функцией вида

$$\alpha = \frac{\cos \varepsilon}{2c_H} f_0 (c_H L_y, v_{0c})$$
 или  $\alpha = L_y f_n (c_H L_y, v_{0c}) \cos \varepsilon$ ,

где є — угол места цели, т. е. угол наклона линии прицеливания  $O \mathcal{U}$  к горизонту (см. рис. 5.14);  $c_H$  — высотный баллистический коэффициент снаряда;  $f_0$  ( $c_H L_y$ ,  $v_{0c}$ ) и  $f_n$  ( $c_H L_y$ ,  $v_{0c}$ ) — табличные функции.

Так как упрежденную дальность цели  $L_y$  определить непосредственным измерением в момент выстрела невозможно, то при вычислении угла прицеливания ее обычно заменяют начальной дальностью цели  $L_0$ . Для измерения угла места цели  $\varepsilon$  в условиях воздушного боя требуется применение достаточно сложных устройств, включающих оптико-электронный следящий координатор цели. Этого можно избежать, если вместо  $\varepsilon$  использовать угол возвышения орудия  $\varphi_{\rm B}$ , который в системе наведения орудия всегда определяется автоматически либо как угол тангажа самолета при неподвижно закрепленном оружии, либо как угол наклона оси ствола орудия к плоскости установки поворотного оружия горизонтально летящего самолета. Ввиду малости угла прицеливания ( $\alpha < 1 \dots 2^{\circ}$ ) по сравнению с  $\varepsilon$  и  $\varphi_{\rm B}$  замена  $\varepsilon$  на  $\varphi_{\rm B}$  не внесет сколь-либо существенной погрешности.

$$\cos \varepsilon = \cos (\varphi_{\rm B} - \alpha) \approx \cos \varphi_{\rm B}$$

справедливо при наиболее распространенных условиях атаки (є <  $<\pm25\ldots30^\circ$ ) с ошибкой менее 2 %.

Иногда в целях упрощения конструкции построителя угла прицеливания в рабочих формулах для угла прицеливания принимают средние постоянные значения абсолютной начальной скорости  $v_{0c}$ снаряда. Тогда угол прицеливания выражается приближенной функцией начальной дальности  $L_0$ , угла возвышения  $\varphi_{\rm B}$  и высоты зоны воздушного боя H, которые можно определить в момент старта непосредственным измерением. Эта приближенная функция запишется следующим образом:  $\alpha = f_L (L_0, H, \varphi_{\rm B})$ .

Такое допущение при неблагоприятных сочетаниях значений членов правой части формулы может внести в величину угла прицеливания значительную относительную ошибку. Однако эта ошибка при решении задачи встречи ЛА может считаться допустимой ввиду того, что величина угла прицеливания при воздушной стрельбе неуправляемым снарядом, как правило, выражается значениями, на один порядок меньшими величины угла упреждения, с которым суммируется угол прицеливания.

Угловые поправки на гравитационное понижение снаряда необходимо вводить в вертикальной плоскости, проходящей через линию бросания, т. е. в плоскости стрельбы. Это достаточно просто осуществить при стрельбе с горизонтально летящего носителя, когда положение вертикальной плоскости стрельбы вполне определяется положением связанной системы координат носителя. В этом случае при старте снаряда из неподвижного оружия плоскость стрельбы параллельна продольной плоскости симметрии ЛА-носителя. При старте снаряда нз подвижного оружия горизонтально летящего самолета плоскость стрельбы всегда известна как вертикальная плоскость, перпендикулярная горизонтальной оси качалки турельной установки и включающая ось снаряда в момент старта.

Система координат прицела  $x_{np}, y_{np}, z_{np}$  обычно расположена так, что ось  $x_{np}$  параллельна оси снаряда в момент старта, оси  $y_{np}$  и  $z_{np}$ находятся в перпендикулярной оси  $x_{np}$  картинной плоскости прицела и расположены так, что наводчик видит ось  $y_{np}$  направленной вверх в плоскости стрельбы, а ось  $z_{np}$  — вправо. Следовательно, при старте с горизонтально летящего самолета поправку на гравитационное понижение снаряда в виде угла прицеливания  $\alpha$  нужно строить в картинной плоскости прицела вдоль отрицательного направления оси  $y_{np}$ . Это сместит линию прицеливания в прицеле от его нулевой линии вниз на угол прицеливания. Тогда при наведении линии прицеливания в момент старта на цель ось снаряда отклоняется от линии цели в плоскости стрельбы вверх на угол прицеливания.

При старте снаряда в общем случае полета ЛА, когда углы крена у и тангажа в не равны нулю, построение поправки на гравитационное понижение снаряда в вертикальном направлении значительно усложняется, так как связанная система координат ЛА наклонена относительно вертикальной плоскости стрельбы.

Рассмотрим методику построения поправки на угол прицеливания в системе координат прицела при стрельбе из неподвижного оружия ЛА-носителя, летящего наклонно и с креном.

Рис. 5.15. Схема разложения угла прицеливания по осям прицела



Пусть  $x'_0$ ,  $y'_0$ ,  $z'_0$  (рис. 5.15) — прямоугольная система координат, ось  $y'_0$  которой вертикальна, а система координат x, y, z есть связанная система координат прицела и носителя, летящего с углом тангажа  $\vartheta$  и углом крена  $\gamma$ .

Представим угол прицеливания при горизонтальной стрельбе  $(\varphi_{\rm B} = 0)$  в виде вектора  $\bar{\alpha}_0$ , направленного вертикально по отрицательному направлению оси  $y'_0$  (рис. 5.15, *a*). Тогда проекция вектора  $\bar{\alpha}_0$  на ось *у* в картинной плоскости прицела, отклоненной от вертикальной оси  $y'_0$  на угол тангажа  $\vartheta$  в плоскости стрельбы *xy*, выразится формулой  $\alpha \vartheta = \alpha_0 \cos \vartheta$ .

Представим на рис. 5.15, б оси координат у и  $z'_0$  так, как они видны, если смотреть на рис. 5.15, *а* по направлению оси *x*. Перенесем на рис. 5.15, б с сохранением масштаба вектор  $\bar{\alpha}_{\vartheta}$ . Повернем систему осей *y*,  $z'_0$  вокруг оси *x*, перпендикулярной чертежу, на угол крена ү в положение осей прицела  $y_{\gamma}$ ,  $z_{\gamma}$  и спроектируем на новые оси вектор  $\bar{\alpha}_{\vartheta}$ . Обозначим соответствующие проекции вектора  $\bar{\alpha}_{\vartheta}$  через  $\bar{\alpha}_y$  и  $\bar{\alpha}_z$ и напишем расчетные зависимости для угловых поправок по осям прицела:

 $\alpha_y = \alpha_0 \cos \vartheta \cos \gamma; \quad \alpha_z = -\alpha_0 \cos \vartheta \sin \gamma,$ 

которые необходимо решать в прицеле неподвижного оружия для учета гравитационного понижения снаряда в общем случае движения ЛА-носителя. Стрельба из подвижных установок при наклонном полете носителя с креном практически не применяется ввиду плохой маневренности многоместных самолетов, поэтому рассмотрение методики учета в прицеле угловых поправок на гравитационное понижение снаряда в этом случае не проводится.

#### 5.7. РАСЧЕТ ПОПРАВКИ НА ПАРАЛЛАКС ОРУЖИЯ

При дистанционном управлении наведением оружия прицельный пост и оружие установлены в различных точках самолета, на расстоянии до нескольких десятков метров. Это имеет место на всех больших самолетах, вооруженных дистанционно управляемыми подвижными или пушечными и пулеметными установками для защиты от нападения самолетов и ракет противника. Такая система вооруже-





Рис. 5.16. Схема расчета горизонтального паралакса:

 $O_{\Pi} \mathcal{U} = L_0; F \mathcal{U} \simeq L_0; \mathcal{U}_{\Gamma} O_{\Pi} = L_{\Gamma}$ 



ния имеется, например, на бомбардировщиках типа «летающая крепость».

Рассмотрим схему учета горизонтального параллакса. Пусть прицельная станция и оружие находятся соответственно в точках  $O_{\rm n}$  и O на продольной оси самолета (рис. 5.16). Обозначим горизонтальный параллакс оружия относительно прицельной станции через p. Цель  $\mathcal{U}$  проецируется на горизонт самолета в точке  $\mathcal{U}_{\rm r}$ . Проведя линии, соединяющие точки  $\mathcal{U}$  и  $\mathcal{U}_{\rm r}$  с оружием и прицельной станцией, получим

 $\angle \mu_{\rm r}OO_{\rm n} = \delta$  — бортовой угол оружия;

 $\underline{\mathcal{L}}$   $\underline{\mathcal{U}}_{\mathbf{r}}O\underline{\mathcal{U}} = \varphi_{\mathbf{B}}$  — угол возвышения оружия;

Д О<sub>п</sub>ЦО = ψ<sub>n</sub> — угловая поправка на горизонтальный параллакс оружия относительно прицельной станции.

Учет поправок на параллакс оружия в виде пространственного угла  $\psi_n$  вызывает неоправданные конструктивные усложнения прицельной станции и турельной установки, поэтому обычно эта задача решается путем учета угловых поправок в горизонтальной и вертикальной плоскостях в виде соответствующих составляющих угла  $\psi_n$ по осям турельной установки.

Построим вспомогательные линии, проведя из точки  $O_n$  в горизонтальной плоскости перпендикуляр  $O_n F$  к линии  $O U_r$  и из точки F в вертикальной плоскости перпендикуляр FD к линии O U. Двойными дугами на схеме обозначены прямые углы. Соединим прямой линией точки U и F.

Из рассмотрения схемы на рис. 5.16 проекции угла параллакса ψ<sub>п</sub> на горизонтальную и вертикальную плоскости являются:

Фп. г. — горизонтальная угловая поправка на горизонтальный параллакс оружия;

ψ'п. в — вертикальная угловая поправка на горизонтальный параллакс оружия.

Ввиду малости углов  $\psi_{n,r}$  и  $\psi'_{n,B}$  выразим их приближенными формулами:

$$\psi_{\Pi,\Gamma} = FO_{\Pi}/\mathcal{U}_{\Gamma}O_{\Pi}; \ \psi'_{\Pi,B} = FD/F\mathcal{U}.$$

Из треугольников FO<sub>n</sub>O и FDO найдем

 $FO_{\pi} = p \sin \delta; FD = p \cos \delta \sin \varphi_{\text{B}}.$ 

Горизонтальная дальность цели из треугольника  $\mathcal{U}\mathcal{U}_{r}O_{n}$  равна:  $\mathcal{U}_{r}O_{n} = L_{r} = L_{0}\cos\varphi_{B}$ .

Решая совместно эти выражения и имея в виду малость углов параллакса и приближенное равенство расстояний  $F \mathcal{U} \approx O_n \mathcal{U} = L_0$ , найдем формулы для расчета горизонтальной и вертикальной угловых поправок на горизонтальный параллакс оружия относительно прицельного поста:

 $\psi_{\mathbf{n},\mathbf{p}} = (p \sin \delta)/(L_0 \cos \varphi_{\mathbf{B}}); \quad \psi'_{\mathbf{n},\mathbf{B}} = (p \cos \delta \sin \varphi_{\mathbf{B}})/L_0.$ 

Перейдем к рассмотрению схемы учета вертикального параллакса оружия относительно прицельного поста (рис. 5.17). Пусть прицельный пост  $O_n$  и оружие O взаимно смещены по вертикали на расстояние  $p_B$ , называемое вертикальным параллаксом. Соединим цель  $\mathcal{U}$ с концами отрезка  $p_B$ . Так как параллакс  $p_B$  перпендикулярен плоскости установки оружия, то поправка на параллакс необходима только в вертикальном направлении. Эта угловая поправка при предположении ее малости из схемы (см. рис. 5.17) выражается формулой:  $\psi_{n,B}^{\sigma} = (p \cos \varphi_B)/L_0$ .

В правую часть итоговых формул, кроме постоянных конструктивных параметров p и  $p_{\rm B}$ , входят угол возвышения  $\varphi_{\rm B}$  и бортовой угол оружия  $\delta$ , вполне определяемые углами поворота приводов турели, а также начальную дальность цели  $L_0$ , которая обязательно измеряется в процессе решения задачи прицеливания. Величины угловых поправок из параллакс оружия определяются с помощью тригонометрических построителей, а также множительных и делительных вычислительных устройств. Величины поправок в вертикальном направлении  $\psi'_{n. B}$  и  $\psi''_{n. B}$  должны суммироваться алгебраически с учетом их знака.

# 5.8. РАСЧЕТ ПОПРАВКИ НА СКОЛЬЖЕНИЕ СНАРЯДА

В общем случае старта снаряда из неподвижной установки ЛА продольная ось снаряда не совпадает с направлением вектора воздушной скорости носителя  $\vec{v}_c$ . Старт из неподвижной установки осуществляется вперед по направлению полета. Но и в этом случае продольная ось снаряда практически не совпадает с направлением вектора  $\vec{v}_c$  из-за несовпадения связанной и скоростной систем координат ЛА-носителя. Так как обычно в режиме прицельного полета ЛА-носителя боковое скольжение отсутствует или очень мало, то практически влияние на полет снаряда при старте оказывает только скольжение в продольной плоскости. В связи с этим рассмотрим случай, когда продольная ось снаряда  $x_{ch}$  и вектор воздушной скорости носителя  $\vec{v}_c$  лежат в продольной плоскости последнего и их взаимное положение определяется углом вертикального скольжения  $\beta$ , (рис. 5.18).

При старте снаряда с самолета-истребителя в условиях расчетного режима полета последнего с постоянной воздушной скоростью  $v_{\rm c.\,cp}$  на постоянной высоте  $H_{\rm cp}$ , со средним значением угла атаки  $\alpha_{\rm cp}$  угол вертикального скольжения снаряда  $\beta_z = 1,5\ldots 2,5^\circ$ . На



Рис. 5.18. Схема расчета поправки на скольжение

больших высотах при сравнительно малых плотностях воздуха углы атаки самолетов увеличиваются до 10...15°. Собственный угол атаки снаряда

между его продольной осью и несущей плоскостью ввиду относительно более высокой воздушной скорости имеет существенно меньшие значения, чем угол атаки самолетов. На практике в большинстве случаев с достаточно высокой точностью полагают угол вертикального скольжения снаряда, перемещающегося вместе с самолетом, равным углу атаки самолета:  $\beta_z = \alpha$ .

Построим на направлении продольной оси снаряда векторы  $\bar{v}_{0p}$  и  $\bar{v}_{0h}$  относительной начальной скорости соответственно реактивного и инерционного снарядов. При этом необходимо иметь в виду, что  $v_{0h} \gg v_{0p}$ , так как в современных условиях  $v_{0h} \simeq 700 \dots 900$ , а  $v_{0p} \approx \approx 10 \dots 100$  м/с.

Векторы  $\bar{v}_{oc. p}$  и  $\bar{v}_{oc. u}$  абсолютной начальной скорости реактивного и инерционного снарядов направлены под углами  $\psi_{ck. p}$  и  $\psi_{ck. n}$  к продольной оси снарядов и векторам их относительной начальной скорости. Следовательно, для учета влияния скольжения снаряда при старте с ЛА-носителя необходимо при прицеливании вводить угловую поправку на скольжение  $\psi_{ck}$ .

Величину  $\psi_{ck}$  найдем по теореме синусов из векторных скоростных треугольников схемы на рис. 5.18. Ввиду полной аналогии соотношений в векторных скоростных треугольниках для реактивного и инерционного снарядов можно использовать для записи уравнения любое из них, а само уравнение записать в общем виде, справедливом для обоих типов снарядов:

$$\bar{v}_{c}/\sin\psi_{c\kappa} = v_{0c}/\sin\beta_{z}$$
.

Заменяя синусы углов  $\psi_{c\kappa}$  и  $\beta_z$  на основании их малости самими углами, получим

$$\psi_{\mathbf{C}\mathbf{K}} = \frac{v_{\mathbf{C}}}{v_{\mathbf{0}\mathbf{C}}} \beta_{\mathbf{z}} = \frac{v_{\mathbf{C}}}{v_{\mathbf{0}\mathbf{C}}} \alpha.$$

Угол атаки  $\alpha$  или угол скольжения и воздушная скорость ЛА-носителя  $v_c$  измеряются в полете автоматическими приборами, а скорость  $v_0$  для определенного типа оружия является практически постоянной величиной.

Коэффициент  $A_{ck} = v_c/v_{0c}$  всегда меньше единицы. Для реактивных снарядов, у которых относительная начальная скорость  $v_0$ , как правило, в несколько раз меньше воздушной скорости носителя  $v_c$ , коэффициент  $A_{ck}$  изменяется от 0,95 ... 0,97 до 0,6 ... 0,7.

Для инерционных снарядов нарезного оружия с относительной начальной скоростью  $v_0$ , превышающей величину  $v_c$  в 1,5 ... 2,0 раза, коэффициент  $A_{ck} = 0,4$  ... 0,3. Следовательно, наиболее важен учет

поправки на вертикальное скольжение снаряда при старте с ЛА-носителя, во-первых в том случае, когда снаряд имеет малую относительную начальную скорость, и, во-вторых, на больших высотах, когда из-за малой плотности воздуха относительно велики углы атаки.

# 5.9. РАСЧЕТ ПОПРАВКИ НА ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ СНАРЯДА

Снаряд, стартовавший с ЛА-носителя под углом к вектору воздушной скорости, во время полета в воздушной среде испытывает действие воздуха не голько в виде лобового сопротивления в направлении вектора  $\bar{v}_0$  собственной относительной скорости, но и в виде бокового сопротивления в направлении вектора  $\bar{v}_c$ . В общем случае равнодействующая сил бокового сопротивления воздушной среды движению снаряда не проходит через центр его массы. Это объясняется тем, что для улучшения устойчивости снарядов их центр массы обычно смещен вперед относительно центра массы подобного по форме тела с равномерной плотностью. Кроме того, во многих случаях хвостовая часть снаряда снабжается оперением со значительной боковой поверхностью.

Рассмотрим полет снаряда с летательного аппарата-носителя в направлении, перпендикулярном вектору его воздушной скорости  $\bar{v}_c$ , т. е. при бортовом угле  $\delta = 90^\circ$  (рис. 5.19). Пусть равнодействующая  $R_c$  сил бокового сопротивления воздушной среды движению снаряда с переносной скоростью  $\bar{v}_c$  приложена в точке  $\mathcal{U}_c$ , а центр массы снаряда — в точке  $\mathcal{U}_M$  на расстоянии l от точки  $\mathcal{U}_c$ . Тогда равнодействующая  $R_c$  сил сопротивления воздушной среды вызовет не только торможение снаряда в его движении в направлении вектора  $\bar{v}_c$ , но и опрокидывающий момент  $M_c = R_c l$ .

Вращающийся снаряд является гироскопом и поэтому действие на него возмущающего момента в плоскости чертежа (см. рис. 5.19) вызовет прецессию снаряда в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа. Для выяснения направления прецессии вращающегося снаряда под действием сопротивления воздушной среды при стрельбе с борта самолета рассмотрим схему на рис. 5.20.

Пусть самолет летит прямолинейно и горизонтально к наблюдателю, что на схеме, как это принято в механике, показано знаком «точка в кружке». Снаряд вращается вокруг собственной продольной оси в таком направлении, что при наблюдении сзади направление его вращения совпадает с движением часовой стрелки. При этом вектор  $\overline{H}_{ch}$  собственного кинетического момента снаряда, как гироскопа, направлен по его продольной оси вперед. Если в момент старта ось снаряда и его вектор  $\overline{v}_0$  относительной начальной скорости направлены в сторону левого борта самолета под углом  $\delta = -90^\circ$ , то вектор  $\overline{M}_c$  возмущающего момента, возникающего вследствие бокового сопротивления воздушной среды, направлен вниз по отрицательному направлению оси связанной системы координат самолета (на рис. 5.20 снаряд в момент старта показан условно смещенным вдоль оси z). Тогда согласно правилу прецессии гироскопа вектор собственного



Рис. 5.19. Схема действия бокового воздушного потока на вращающийся снаряд

Рис. 5.20.5 Траектория снаряда при влиянии вращательного эффекта D=+90° W<sub>C</sub> Z H<sub>CH</sub> *B*C° 

кинетического момента снаряда, прецессируя, отклонится в направлении к вектору возмущающего момента, т. е. вниз.

Траектория вращающегося снаряда при стрельбе с левого борта самолета имеет вид, представленный на рис. 5.20. Положение векторов собственного кинетического момента  $\overline{H}_{ch}$  снаряда и возмущающего момента  $\overline{M}_c$  и характер траектории снаряда при стрельбе вращающимся снарядом с правого борта самолета под бортовым углом  $\delta = +90^{\circ}$  показаны в левой части схемы (см. рис. 5.20). Такова качественная сторона вращательного эффекта снаряда.

Рассмотрим кратко количественные характеристики вращательного эффекта снаряда. Так как в данном случае интересно знать не какое-то конкретное значение величины отклонения снаряда под влиянием вращательного эффекта в определенной точке траектории, а лишь порядок величин таких отклонений при современных скоростях ЛА, дальностях стрельбы и баллистических свойствах снарядов, то вполне допустимо ограничиться приближенной оценкой явления.

Угловая скорость  $\omega_{np}$  прецессии снаряда, как гироскопа, под действием внешнего опрокидывающего момента  $M_c$ , возникшего вследствие влияния бокового сопротивления воздушной среды (см. рис. 5.19), выражается зависимостью

$$\omega_{\rm mp} = \frac{M_{\rm c}}{H_{\rm cH}} \sin{(\overline{H_{\rm cH}M_{\rm c}})}.$$

Кинетический момент гироскопа (снаряда)  $H_{ch} = I_p \omega_p$ , где  $I_p - полярный момент инерции вращающегося снаряда (ротора); <math>\omega_p - угловая$  скорость вращения снаряда вокруг собственной оси.

Угол ( $\overline{H}_{ch}$ ,  $\overline{M}_{c}$ ) приближенно определяется направлением выстрела, характеризуемым пространственным бортовым углом ору-180
жия δ<sub>n</sub>, так как угол поворота снаряда под действием вращательного эффекта в общем случае мал по сравнению с δ<sub>n</sub>.

В баллистике сила  $R_c$  сопротивления воздушной среды полету тела выражается общеизвестной формулой  $R_c = k_{\phi}\rho_H S v_{cH}^2$ , где  $k_{\phi}$  коэффициент формы тела, характеризующий зависимость величины силы сопротивления воздуха от формы движущегося тела и его положения относительно направления движения;  $\rho_H$  — массовая плотность воздушной среды в зоне полета тела; S — площадь поперечного сечения тела (перпендикулярного направлению движения тела относительно воздушной среды);  $v_{cH}$  — скорость движения снаряда относительно воздушной среды.

Величины  $k_{\Phi}$ ,  $\rho_H$  и S за время полета снаряда в условиях воздушной стрельбы в данной задаче можно считать постоянными. Скорость движения снаряда в направлении  $\bar{v}_c$  с увеличением дистанции уменьшается приближенно пропорционально уменьшению скорости вдоль траектории. Величина  $v_{ch}$  выражается формулой

$$v_{
m cH} = v_{
m c} v_{
m cp} / v_{
m 0c} = k_{
m cp} v_{
m c}$$

и в данной задаче может считаться постоянной, соответствующей средним условиям стрельбы при определенном типе ЛА-носителя и снаряда. Тогда при полете снаряда на дальность L до точки  $E_1$  (см. рис. 5.20) величины  $R_c$ ,  $M_c$  и  $\omega_{\rm np}$  постоянны, траектория является дугой окружности, а угол поворота продольной оси снаряда вследствие прецессии под влиянием вращательного эффекта равен:  $\eta = \omega_{\rm np}L/v_{\rm cp}$ , где  $L/v_{\rm cp} = t_{\rm n}$  — полетное время снаряда до точки  $E_1$ .

Угол между направлением вектора  $\bar{v}_0$  относительной начальной скорости снаряда и хордой  $OE_1$ , равный угловой поправке на вращательный эффект,  $\alpha_{\rm Bp} = \eta/2 = \omega_{\rm np}L/2v_{\rm cp}$ .

Итоговая приближенная формула для расчета угловых поправок на вращательный эффект снаряда при стрельбе перпендикулярно линии полета самолета имеет вид:

$$\alpha_{\rm BD 90} = k_{\rm \phi} L S \rho_H k_{\rm cp}^2 v_{\rm c}^2 l / 2 H_{\rm ch} v_{\rm cp}.$$

При стрельбе в общем случае с бортовым углом оружия  $\delta \neq 90^{\circ}$  плечо действия равнодействующей  $R_{\rm c}$  сил сопротивления относительно центра массы снаряда равно  $l \sin \delta$ . Тогда формула для расчета угловых поправок на вращательный эффект снаряда в общем случае имеет вид

$$\alpha_{\rm BD} = (k_{\rm d} k_{\rm cp} l S \rho_H v_{\rm c}^2 \sin^2 \delta) / 2 H_{\rm cH} v_{\rm cp}.$$

Угловая поправка на вращательный эффект для типовых условий стрельбы с самолета с дозвуковой скоростью достигает 15 ... 20 мрад. Величины такого порядка значительно влияют на решение задачи встречи снаряда с целью и должны учитываться. В связи с ростом воздушной скорости ЛА-носителей и дальности до цели а<sub>вр</sub> может достигать еще больших значений.

### ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

# ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

# Глава 6 ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

#### 6.1. МЕТОДЫ САМОНАВЕДЕНИЯ

Оптико-электронный прибор самонаведения является важнейшей частью системы управления самонаведением ЛА, которая решает задачу его наведения на цель с помощью приборов и органов управления. Самонаведение ЛА осуществляется четырьмя методами: пассивным, активным, полуактивным и квазиактивным.

В методе пассивного самонаведения координатор цели, т. е. блок приборов самонаведения, предназначенный для определения координат цели и установленный на борту ЛА, использует в канале связи электромагнитную энергию, генерируемую самой целью в форме ультрафиолетовых, световых, инфракрасных, звуковых, радио- и других волн. Принципиальная схема пассивного самонаведения снаряда класса «воздух—воздух» включает только два объекта цель и самонаводящийся снаряд (рис. 6.1).

ЛА-носитель после запуска снаряда может улететь из зоны встречи. До запуска снаряда он должен обеспечить наведение координатора цели прибора самонаведения на цель с точностью, необходимой для надежного захвата цели. Такая задача на ЛА-носителях решается с помощью бортовых пеленгаторов или прицелов воздушной стрельбы, обеспечивающих поиск цели и ее сопровождение до захвата координатором цели прибора самонаведения снаряда. Снаряд в сторону цели разворачивается соответствующим полетом ЛА-носителя. Наведение на цель координатора прибора самонаведения осуществляется его автономной поисковой системой или путем дистанционного воздействия на его коррекционное устройство датчиками бортового пеленгатора или прицельной станции носителя. Применение автономных поисковых систем в приборах самонаведения экономически менее выгодно ввиду одноразовости их действия.

Основные преимущества пассивной системы самонаведения заключаются в скрытности действия, простоте приборного оборудования и полной автономности действия после захвата цели и запуска снаряда. Простота приборного оборудования повышает его надежность действия и выгодна экономически. Важно, что все приборное оборудование сосредоточено в одном компактном блоке на борту снаряда. Автономность и скрытность действия системы самонаведения после запуска существенно повышает безопасность ЛА-носителя и его экипажа и эффективность действия снаряда.

Пассивные системы самонаведения можно применять по целям, генерирующим электромагнитную энергию, несущую достаточную информацию о координатах цели. В основу проектирования координатора цели прибора самонаведения должны быть положены достаточно достоверные сведения о свойствах излучения цели. Одним из важнейших таких свойств является стабильность генерации электромагнитной энергии При использовании генераторов радиочастотных колебаний это требование не удовлетворяется, так как дейстпрекращено автоможет быть радиопередатчика цели вие матически или экипажем в любой момент, в том числе и во время атаки. Оптические виды пассивного излучения более стабильны во времени. Наиболее удобным для системы самонаведения является, как это следует из гл. 1—3, инфракрасное пассивное излучение цели. Следовательно, важнейшим типом аппаратуры систем самонаведения ЛА являются инфракрасные приборы самонаведения с оптико-электронными координаторами цели.

В системе активного самонаведения на снаряде устанавливают не только прибор самонаведения, но и генератор электромагнитной энергии канала связи, искусственно излучающий волны определенной длины. Схема активного самонаведения снаряда класса «воздух воздух» иллюстрирует автономность его действия после захвата цели и запуска снаряда (рис. 6.2). ЛА-носитель выполняет такие же функции, как в пассивном методе самонаведения, и может после предварительного наведения снаряда, захвата цели и запуска снаряда выйти для безопасности из зоны встречи с противником.

Системы обнаружения цели и управления координатором прибора самонаведения при захвате цели по экономическим соображениям, как и в пассивном методе, целесообразно применять многоразовые, устанавливая их на самолете-носителе. В этом случае система обнаружения может иметь большие габариты и мощность, а следовательно, и дальность действия, что тактически выгодно. Более раннее обнаружение цели дает атакующему возможность получить информацию о положении и намерениях цели и к моменту начала боя занять тактически более выгодную позицию в зоне эффективных атак (см. гл. 4).

Наибольшее распространение в системах активного самонаведения получили радиолокационные каналы связи. Их достоинство —

Рис. 6.1. Схема пассивного самонаведения снаряда класса «воздух—воздух»





Рис. 6.2. Схема активного самонаведения снаряда класса «воздух—воздух»

относительно большая дальность действия и меньшая зависимость от метеорологических условий. Основными их недостатками являются большие габариты, высокая стоимость аппаратуры и низкая точность самонаведения снаряда. Для размеще-

ния антенн, радиоаппаратуры и источников питания приходится значительно увеличивать размеры и массу снарядов, что, в свою очередь, ограничивает количество снарядов, одновременно поднимаемых самолетом. Облучение цели радиоволнами легко обнаруживается противником. Для уменьшения отражения радиоволн применяются специальные поглощающие покрытия обшивки ЛА-целей. Это осложняет работу радиолокационных систем самонаведения.

В разд. 1.3 показано, что для обеспечения надежной работы канала связи на базе радиолокационной станции в бортовых системах самонаведения ЛА активным методом нужно иметь громоздкую приемно-передающую аппаратуру и мощные источники питания. Наиболее важным, но трудно выполнимым требованием является установка на ЛА антенны большого диаметра, так как дальность действия радиолокационной станции прямо пропорциональна корню квадратному из эффективной площади антенны. Разрешающая способность радиолокационной станции тем выше, чем больше диаметр антенны. С увеличением сверхзвуковых скоростей ракет форма их оживальной части становится все более заостренной. В этих условиях размещение в носовой части ракеты крупногабаритной радиолокационной антенны все более затрудняется. Поэтому применение активных радиолокационных систем самонаведения и малогабаритных снарядах класса «воздух—воздух» ограничивается все в большей степени.

В активных системах самонаведения успешно применяются инфракрасные и световые каналы связи, которые обеспечивают более высокую точность слежения за целью, имеют габариты, массу, стоимость и потребляемую мощность аппаратуры каналов связи приборов самонаведения значительно меньшие, чем радиолокационные.

Оптические активные системы самонаведения целесообразно применять в авиации, при решении задач высокоточных встреч космических ЛА, управляемых посадок космических кораблей на планеты и т. д.

В системе полуактивного самонаведения генератор электромагнитного излучения устанавливают на наземном пункте или самолете

184

11

Рис. 6.3. Схема полуактивного самонаведения снаряда класса «воздух-воздух»

носителе, а координатор цели находится в приборе самонаведения снаряда. Схема полуактивного самонаведения снаряда класса «воздух—воздух» включает цель, снаряд и самолет (рис. 6.3). Система полуактивного самонаведения не является автономной и связывает свободу маневра ЛА-носителя после запуска снаряда до его встречи с целью. Это является основным недостатком метода. Аппаратура и порядок предварительного наведения снаряда и координатора цели прибора самонаведения в этом случае подобны рассмотренным выше.

Основным преимуществом полуактивной системы самонаведения является возможность применения более мощного и крупногабаритного генератора излучения, что позволяет обеспечить большую дальность самонаведения снаряда. Генератор применяется многократно, что выгодно экономически. Один генератор принципиально может обеспечить одновременное самонаведение на одну цель нескольких снарядов. Габариты и стоимость бортовой аппаратуры снаряда в данном случае значительно меньше, чем при активном самонаведении.

Квазиактивная система самонаведения по своим свойствам близка к полуактивной, но в данном случае генератор электромагнитных волн устанавливают на снаряде, координатор цели и преобразователь координат — вне снаряда на вспомогательном пункте. Там же устанавливают передатчик управляющих сигналов, принимаемых приемной системой на снаряде и поступающих в приводы рулей.

В заключение отметим, что снаряды с инфракрасной головкой самонаведения в несколько раз дешевле снарядов с радиолокационными системами самонаведения. Так, американский снаряд «Сайдуиндер» с инфракрасной головкой самонаведения в 10 раз дешевле снаряда того же класса «Фолкон» с радиолокационной головкой. Количество электронных элементов в инфракрасной головке равно 7, в радиолокационной — нескольким десяткам. Следовательно, надежность более простых инфракрасных головок самонаведения значительно выше, а габариты и стоимость меньше. Точность самонаведения инфракрасных головок настолько высока, что снаряд «Сайдуиндер», по данным зарубежной печати, сбивал трассеры под крыльями планера-мишени, не повреждая планера. Дальность действия тепловой головки самонаведения (ТГС) этого снаряда 4 ... 5 км. Дальность действия инфракрасной головки английского снаряда «Файрстрик» по самолету типа «Метеор» в дневное время на малых высотах равна 8 км, а на высоте 3000 м ночью - 18 км.

Тепловая головка самонаведения и рулевая система снаряда «Сайдуиндер» представлены на рис. 6.4. Оптическая система ТГС снаряда «Сайдуиндер» состоит из сферического прозрачного обтекателя 1, основного параболического зеркала 2, контррефлектора 3,



Рис. 6.4. Инфракрасная головка и рулевое устройство снаряда «Сайдуиндер»: 1 — обтекатель; 2 — параболическое зеркало; 3 — плоский контррефлектор; 4 — приемник излучения; 5 — растр анализатора изображения; 6 — электромеханический блок; 7 рулевое устройство

приемника лучистой энергии 4 и растра анализатора изображения 5. Электромеханический блок 6 включает усилительный тракт, преобразователь координат и следящий гиростабилизатор. Оптическая система имеет длину около 100 мм, диаметр параболического зеркала 89 мм, и относительное отверстие около единицы. Угол поля зрения оптической системы 4°. Приемник лучистой энергии — неохлаждаемое сернистосвинцовое фотосопротивление.

Лучистый поток от цели создает ее изображение в фокальной плоскости оптической системы. С помощью модулирующего растра, приемника и электронной цепи вторичной обработки информации осуществляется анализ изображдния и выработка выходного управляющего электрического сигнала о координатах цели. Управляющий сигнал поступает в электромеханический блок, откуда после усиления и преобразования в систему координат рулей снаряда он подается на силовые приводы рулевого устройства 7. Боевая часть снаряда взрывается неконтактным оптико-электронным взрывателем при сближении с целью на расстояние 10 м. Взрыватель, установленный в средней цилиндрической части снаряда, имеет оптическую систему, обеспечивающую круговой обзор.

• Инфракрасная головка самонаведения американского снаряда «Фолкон», по данным американской литературы, обеспечивает самонаведение на дальностях до 8 км по самолету, имеющему турбореактивный двигатель диаметром 1,65 м и длиной 2 м, с вероятностью попадания 80 ... 90 %.

## 6.2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО И СЛЕДЯЩЕГО ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ

Принцип действия прибора самонаведения определяется принци пом действия его основного блока — координатора цели.

Простейший координатор цели определяет положение цели в системе координат, жестко связанной с корпусом самолета или снаряда, измеряя отклонение цели от продольной связанной оси ЛА. Такой координатор цели называется измерительным. Его продольная ось жестко связана с продольной осью ЛА. В другом случае продольная ось координатора стабилизирована в пространстве с помощью стабилизатора и имеет возможность отклоняться от продольной оси ЛА в определенных пределах. Тогда говорят, что продольная ось координатора развязана относительно осей связанной системы координат ЛА. Такой координатор называется следящим. Он измеряет непосредственно отклонение цели от стабилизированной оси оптической системы. Это обеспечивает определение положения цели относительно связанных осей снаряда, так как угол между стабилизированной осью координатора и продольной связанной осью ЛА в приборе всегда известен.

Прибор самонаведения ЛА. основанный на применении следящего координатора, называется следящим. Если прибор самонаведения установлен в головной части снаряда, то часто его называют головкой самонаведения соответственно измерительной или следящей. Оптико-электронные приборы самонаведения (ОЭПС) снарядов называют также оптическими головками самонаведения (ОГС).

Для пояснения принципа действия измерительной оптико-электронной головки самонаведения рассмотрим взаимное положение цели, оптико-электронного координатора цели и снаряда, пользуясь схемой рис. 6.5. Система координат x y z жестко связана с ЛА и оптической системой головки самонаведения. Пусть ее начало совпадает с центром входного зрачка объектива ОГС точкой О. В фокальной плоскости объектива расположен приемник лучистой энергии (ПЛЭ). На дальности L от входного зрачка прибора находится цель U, в общем случае не лежащая на продольной оси оптико-электронного координатора и снаряда. Построим проходящую через цель перпендикулярно оси x предметную плоскость. Систему координат  $x_n y_u z_u$ , оси которой соответственно параллельны осям связанной системы координат летательного аппарата x y z, с началом в центральной точке  $O_u$  предметной плоскости назовем предметной системой координат.

Положение цели в предметной системе координат определяется координатами  $y_{\rm q}$  и  $z_{\rm l}$  или радиусом-вектором  $O_{\rm n}\mathcal{U}$ , отклоненным от оси z на угол  $\phi_{\Phi}$ . Угловое положение цели в связанной системе координат прибора определяется положением плоскости рассогласования цели  $OO_{\rm n}\mathcal{U}$ , отклоненной от поперечной связанной плоскости ЛА xz на угол фазирования  $\phi_{\Phi}$ , и углом рассогласования цели  $\phi_{\rm H}$ в плоскости рассогласования цели, между осью x и линией цели  $O\mathcal{U}$ .



Рис. 6.5. Схема взаимного расположения цели, снаряда и оптической системы измерительного прибора самонаведения

Управление самолетом или снарядом обычно осуществляется с помощью рулей курса, ось поворота которых параллельна нормальной оси летательного аппарата y, и рулей тангажа, ось поворота которых параллельна поперечной оси z. Поэтому удобно определять угловое положение цели относительно прибора самонаведения двумя углами: продольным углом рассогласования цели  $\varphi_{y}$  в продольной плоскости xy и поперечным углом рассогласования цели  $\varphi_{z}$  в поперечной плоскости xz. При линейной системе управления снарядом командные сигналы управления рулями тангажа и курса пропорциональны скоростям изменения продольного и поперечного углов рассогласования  $\varphi_{u}$  и  $\varphi_{z}$ .

Определение угловых координат цели производится с помощью анализатора изображения (см. гл. 8). Если анализатор изображения формирует выходной сигнал ПЛЭ в прямоугольной системе координат в виде электрических сигналов, пропорциональных продольному и поперечному углам рассогласования цели, то эти информационные сигналы можно после дифференцирования и усиления непосредственно подать в систему приводов рулей. Если анализатор изображения формирует выходной сигнал ПЛЭ о рассогласовании цели в полярной системе координат в виде электрических сигналов, несущих информацию об угле рассогласования и угле фазирования цели, то в прибор самонаведения нужно включать блок преобразования координат цели из полярных в прямоугольные. Преобразователь координат должен представлять собой вычислительное устройство, решающее уравнения связи углов рассогласования в полярной и прямоугольной системах координат:

tg  $\varphi_z = tg \varphi_{\mathfrak{q}} \cos \varphi_{\mathfrak{q}}$ ; tg  $\varphi_y = tg \varphi_{\mathfrak{q}} \sin \varphi_{\mathfrak{q}}$ .

Так как современные приборы самонаведения ЛА, как это следует из зарубежной литературы [16], обеспечивают обнаружение и захват цели и последующее ее сопровождение в секторе не менее 60 ... 120°, то углы рассогласования цели могут достигать нескольких десятков градусов. Следовательно, измерительные головки самонаведения нужно снабжать широкоугольными оптическими системами. Это сопряжено с трудностями, возникающими при создании малогабаритных широкоугольных оптических систем с большим относительным отверстием и высокими аберрационными свойствами не только в центре, но и на краю поля зрения, что необходимо в измерительных головках. Последнее необходимо для обеспечения высокой разрешающей способности оптической системы в целях получения высокой угловой точности определения координат излучателей. В инфракрасной области создание подобных оптических систем затруднено в связи с ограниченным выбором оптических прозрачных материалов.

Недостатком применения в приборах самонаведения широкоугольных оптических систем является малая помехоустойчивость ОЭПС от фоновых и искусственных помех. В этом случае даже относительно слабые по плотности излучения фоновые помехи, например облака, могут при большой площади их излучающей поверхности создать на выходе ПЛЭ мощные шумовые сигналы. Рис. 6.6. Схема взаимного расположения цели, снаряда и оптической системы следящего прибора самонаведения:

 $x_{\rm OC}$  — ось оптической системы;  $x_{\rm II}$ ,  $y_{\rm II}$ ,  $z_{\rm II}$  — предметная система координат;  $\varphi_{\rm II}$  — угол рассогласования цели;  $\varphi_y$  — продольный угол рассогласования цели;  $\varphi_z$  — поперечный угол рассогласования цели



При самонаведении снаряда на воздушную цель головка самонаведения должна обеспечивать непрерывное сопровождение цели в условиях значительных относительных угловых скоростей и ускорений, в том числе и порожденных случайными возмущениями вследствие маневров цели, колебаний корпуса снаряда вокруг его центра масс и воздействий неоднородной воздушной среды. Для обеспечения непрерывного сопровождения цели в этих условиях система управления полетом снаряда должна обладать очень высокими динамическими свойствами. Угловая скорость и угловое ускорение разворота снаряда должны быть настолько высокими, чтобы снаряд мог достаточно быстро компенсировать резкие относительные угловые смещения цели. В противном случае непрерывное сопровождение цели, необходимое для решения задачи встречи, нарушится. Общеизвестно, что снаряды с чрезмерно высокой маневренностью не обладают достаточно высокой устойчивостью. Это приводит к недопустимо большим колебаниям корпуса снаряда вокруг его центра масс и тем самым к возникновению новых возмущений в относительном движении цели. В этих условиях весьма вероятна потеря цели.

Эти три существенных недостатка измерительной схемы головок самонаведения снарядов класса «воздух — воздух» привели к тому, что приборы самонаведения на базе этой схемы в современных условиях, несмотря на их простоту и малую стоимость, редко применяются. Измерительная схема головок самонаведения снарядов класса «воздух — воздух» была принята за основу, например, в немецкой ТГС типа «Юно», которая разрабатывалась в период конца Великой Отечественной войны.

В основу современных ОГС снарядов класса «воздух — воздух» положена схема со следящим координатором, оптическая ось которого развязана относительно продольной связанной оси снаряда и стабилизирована в пространстве с помощью гироскопического стабилизатора. Схема взаимного расположения цели, снаряда и оптической системы следящего прибора самонаведения представлена на рис. 6.6.

Оптическая система прибора имеет возможность поворачиваться вокруг сферического шарнира, закрепленного на снаряде в точке О.

ПЛЭ оптико-электронной системы воспринимает излучение всех объектов, находящихся в пределах конуса с углом при вершине 2w. Этот угол, опирающийся, как на основание, на круглую площадку приемника в фокальной плоскости оптической системы, называется углом мгновенного поля зрения оптической системы. Так как при решении задачи встречи снаряда с воздушной целью последняя является излучателем практически точечного типа, то для повышения помехоустойчивости системы угол мгновенного поля зрения желательно делать не превышающим нескольких десятков угловых минут.

Для захвата цели следящие приборы самонаведения либо снабжаются поисковым сканирующим устройством, обеспечивающим обзор пространства предметов в пределах значительного углового сектора, либо наводятся предварительно на цель с помощью бортового инфракрасного или радиотехнического пеленгатора или прицела воздушной стрельбы.

После захвата цели оптико-электронный координатор, следя за целью с помощью приводов, обеспечивает непрерывное сопровождение цели, в ходе которого изображение цели находится на чувствительной площадке ПЛЭ. Угловые координаты точечной цели в пределах угла мгновенного поля зрения определяются с помощью анализатора изображения (см. гл. 8), который, анализируя суммарный лучистый поток, вошедший во входное окно прибора, выделяет точечное изображение цели и создает сигнал с информацией об смещении цели в поле зрения оптической системы. Это вполне определяет угловые координаты цели относительно связанной системы координат снаряда x, y, z, так как угловое отклонение оси оптической в системе координат x, y, z можно измерить в приборе в любой момент с достаточно высокой точностью.

Для уменьшения влияния на положение оптической оси собственных колебаний корпуса снаряда в современных приборах самонаведения оптическая система стабилизируется в пространстве с помощью гиростабилизатора, система коррекции которого обеспечивает управление угловым положением линии визирования. Это позволяет обеспечить в следящем приборе самонаведения значительно более высокую точность сопровождения цели, чем в приборе с измерительной схемой. Поэтому в следящем приборе нет необходимости применять сложную, громоздкую и дорогую широкоугольную оптическую систему. В современных следящих ОЭПС применяют оптические системы с углом поля зрения не более нескольких градусов. Выше отмечалось, что чем меньше угол поля зрения оптической системы, тем выше помехоустойчивость прибора. Следовательно, следящие приборы самонаведения не только более точны в сопровождении цели, но и более помехоустойчивы в отношении фонов и активных помех. Следящие ОЭПС с гироприводами по сравнению с измерительными более дороги и громоздки из-за включения гиросистемы, но в современных условиях встречи высокоскоростных ЛА они несомненно более эффективны.

Следящие ОЭПС ЛА принципиально выполнимы также с электрическими, пневматическими или гидравлическими сервоприводами. В этом случае габариты, масса и стоимость прибора самонаведения несколько ниже, чем при применении в качестве следящего привода гиросистемы. Но гироскопический привод, во-первых, обладает собственными свойствами стабилизации в абсолютном пространстве, что очень важно для бортовых приборов ЛА, и, во-вторых, гиропривод обеспечивает лучшее быстродействие вследствие его малой инерционности. Гидравлические, пневматические и электрические следящие приводы успешно применяются лишь в стационарных следящих пеленгаторах. Поэтому в дальнейшем схемы и элементы оптико-электронных приборов самонаведения ЛА рассматриваются применительно к следящим ОЭПС с гиросистемами.

#### 6.3. СХЕМЫ СИСТЕМ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ Самонаведения

Наиболее распространенным методом самонаведения снаряда оптико-электронным прибором является пассивное самонаведение, использующее контрастность собственного оптического излучения цели и обеспечивающее максимальную скрытность атакующего. Поэтому рассмотрим в первую очередь структурные схемы пассивных ОЭПС. Устройство приемной оптико-электронной системы приборов самонаведения при активном и пассивном методе в основном подобно. В начале приведем примеры обобщенных структурных схем, а затем — развернутых, с более подробным рассмотрением принципа действия и устройства основных элементов обобщенной структурной схемы.

В решении задачи самонаведения участвуют цель и атакующий ЛА. Участие цели пассивно и обеспечивается ее обязательным свойством излучать инфракрасную энергию. Активное участие атакующего ЛА обеспечивается действием его прибора самонаведения и системы управления полетом. Следовательно, обобщенная схема системы самонаведения с оптическим каналом связи должна включать цель, оптико-электронный прибор самонаведения (ОЭПС), органы управления полетом снаряда и снаряд (рис. 6.7). Связь цели и прибора самонаведения осуществляется лучистым потоком пассивного излучения цели.



Рис. 6.7. Обобщенная схема оптико-электронной системы самонаведения при отсутствии помех



Рис. 6.8. Обобщенная схема оптико-электронной системы самонаведения в общем случае воздействия помах

ОЭПС выдает в усилительный тракт информационный управляющий сигнал. Усилитель мощности усиливает управляющий сигнал и выдает его в привод рулей снаряда, что вызывает отклонение рулей тангажа и курса и приводит к повороту корпуса снаряда вокруг его центра массы в таком направлении, чтобы уменьшить рассогласование оптической оси относительно цели. Поворот происходит в плоскости рассогласования цели в направлении уменьшения угла рассогласования цели. Связь между ЛА и целью осуществляется кинематическим звеном, включающим ракету, пространство и цель.

Независимо от типа траектории самонаведения ось оптической системы должна все время стремиться к совмещению с целью. В следящей ОЭПС в соответствии с каждым поворотом корпуса снаряда стабилизированная в пространстве оптическая система должна поворачиваться относительно корпуса снаряда на такой же угол в обратном направлении.

В общем случае в пространстве предметов, кроме цели, могут быть посторонние излучатели: естественные фоны и организованные оптические помехи (ООП). Излучение группы целей на больших дальностях, когда угловые размеры группы соизмеримы с углом мгновенного поля зрения оптической системы ОЭПС, можно представить эквивалентным излучателей, расположенным в энергетическом центре группы излучателей. При уменьшении дальности, когда угловое расстояние между отдельными излучателями группы увеличивается в десятки и даже сотни раз, оптико-электронная система должна выбрать наиболее мощный или ближайший к энергетическому центру излучатель и сопровождать его в качестве цели. Тогда другие излучатели группы целей становятся активными помехами, создающими в оптико-электронной системе паразитные засветки и шумовые сигналы на ее выходе.

В таких сложных условиях обобщенная схема оптико-электронной системы самонаведения в качестве излучателей, кроме цели, будет содержать: фоновые помехи, активные организованные оптические помехи (ложные цели) и помехи в виде других самолетов или снарядов группы (побочные цели), не являющихся для данной ОЭПС целями. Обобщенная схема, соответствующая таким условиям, представлена на рис. 6.8. Здесь прибор самонаведения должен быть снабжен фильтрами для выделения полезного сигнала с информацией о координатах цели от шумовых сигналов, вызванных излучением фонов, а также ложных и побочных целей. Такими устройствами являются оптические спектральные фильтры, анализаторы изображения с модуляторами и фильтрами в электрическом тракте (см. гл. 7...9).

Прибор самонаведения состоит из двух основных элементов: системы обнаружения и сопровождения цели и преобразователя управляющих сигналов. Первый элемент включает оптическую систему первичной обработки информации и электронную систему вторичной обработки информации. Он вырабатывает управляющие электрические сигналы, а второй элемент преобразовывает их в форму, удобную для ввода в органы управления снарядом. Преобразование обычно выполняется электромеханическими или электронными устройствами.

Главным элементом блока обнаружения и сопровождения цели является оптико-электронная система, предназначенная для приема излучения цели, выделения излучения цели путем формирования и анализа изображения пространства предметов, создания и выдачи электрического сигнала, несущего информацию о координатах цели. Оптико-электронная система включает в себя прежде всего оптическую систему и приемник лучистой энергии (ПЛЭ). Для усиления выходного электрического сигнала ПЛЭ в оптико-электронной системе имеется блок усиления. В современных следящих ОЭПС оптическая система механически связана с гиросистемой, обеспечивающей стабилизацию в пространстве и повороты визирной линии при обнаружении цели и последующем слежении за нею. Гиросистемой управляют электрические сигналы о координатах цели, выдаваемые оптико-электронной системой. Сигналы о цели выдаются в полярной или декартовой системе координат в зависимости от типа анализатора изображения. Если анализатор изображения и система коррекции гиросистемы работает в полярной системе координат, то управляющий сигнал в гиросистему передается непосредственно с выхода блока усиления.

Тогда структурная схема следящего ОЭПС, предназначенного для самонаведения снаряда с двумя каналами органов управления, имеет вид, представленный на рис. 6.9. Оптико-электронная система принимает излучение цели и выдает в блок управления электрический сигнал о координатах цели. Из блока усиления сигнал управления поступает в гиросистему и в сигнализатор пилота о захвате цели. Гиросистема управляет стабилизацией и поворотами оптической системы, а также выдает сигнал в фазовый детектор, разлагающий управляющий сигнал на два взаимно перпендикулярных канала управления снарядом. Фазовый детектор получает из блока генераторов опорного напряжения (ГОН) два опорных напряжения, фазы которых смещены относительно друг друга на 90°, и выдает в двухканальный усилитель мощности сигналы управления в декартовой системе координат снаряда. Усилитель мощности по двум каналам выдает сигналы управления на приводы рулей.

7 Лазарев Л. П.



Рис. 6.9. Структурная схема одноканального ОЭПС: Рис. 6.10. Структурная схема комбинированного ванного ОЭПС: / и 2 — первый и второй каналы управления ления

Структурная схема комбинированного ОЭПС представлена на рис. 6.10. Оптическая система действует так же, как и в схеме, представленной на рис. 6.9. Из блока управления сигнал передается в шлемофон пилота и в двухканальный фазовый детектор, который, используя опорные напряжения ГОН, выдает сигналы управления по двум каналам в усилитель мощности. Гиросистема получает управляющие сигналы в декартовой системе координат из двухканального усилителя мощности. Сигналы управления на рули снаряда по двум каналам выдаются из коррекционных устройств на осях карданова подвеса гиросистемы.

Распространенной двухканальной оптико-электронной системой является устройство с двухканальным координирующим приемником, основанным на использовании бокового фотоэффекта (см. разд. 10.3).

Рассмотрим структурную схему ОЭПС с двухканальными оптикоэлектронной системой и гиросистемой. В этой схеме выходные напряжения снимаются с приемника в оптико-электронной системе четырьмя выводами (рис. 6.11). Выводы 1 и 1' дают напряжение управления первого канала, а выводы 2 и 2' — второго канала. В блоке усиления с помощью усилителей и детектора вырабатываются сигналы управления первого и второго каналов, которые поступают в систему коррекции гиросистемы. Одновременно сигналы обоих каналов передаются в сигнализатор захвата цели пилота. Здесь требуется передача по двум каналам, чтобы пилот имел информацию о захвате цели и при отсутствии сигнала рассогласования по одному из каналов. Гиросистема управляет положением оптико-электронной системы по двум каналам. Необходимость в блоках преобразования полярных координат в декартовы отпадает.

В соответствии с рассмотренными обобщенными схемами систем самонаведения ЛА и структурными схемами ОЭПС (см. рис. 6.7... 6.11) можно сформировать три типа структурных схем систем самонаведения ЛА: с одноканальным ОЭПС и двухканальной системой

194



управления ЛА, с комбинированным одноканально — двухканальными ОЭПС и двухканальной системой управления ЛА, с двухканальными ОЭПС и системой управления ЛА. Принципиально возможны также и схемы с одноканальной системой управления снарядом. Но, насколько это известно из литературы, ЛА с одноканальной системой управления распространения не получили.

Рассмотрим структурные схемы систем самонаведения с различными типами ОЭПС, в которых модуляция оптического сигнала осуществляется, например, амплитудно-фазовым методом.

Структурная схема системы самонаведения ЛА с одноканальным ОЭПС представлена на рис. 6.12. Оптическая система, выделяя с помощью оптической спектральной и пространственной фильтрации поток излучения цели из суммарного лучистого потока, падающего на входное отверстие прибора, формирует на выходе ПЛЭ электрический сигнал  $I(\phi_u, \phi_{\phi})$ , несущий информацию о полярных координатах цели в виде угла рассогласования  $\phi_u$  и угла фазирования цели  $\phi_{\phi}$  (см. рис. 6.6). Вследствие прерывания лучистого потока оптическим модулятором электрический сигнал модулирован несущей частотой, а также дополнительной управляющей модуляцией, которая может быть фазовой, временной, частотной и т. д. (см. гл. 8). Электрический сигнал на выходе приемника излучения в зависимости от метода модуляции может быть непрерывным или импульсным. Для создания возможности усиления мощности сигнал несущей частоты он подвергается предварительному усилению в первом каскаде усилителя низкой частоты (УНЧ) с высокоомным входным сопротивлением.

Так как при сближении с целью мощность облучения прибора самонаведения возрастает обратно пропорционально квадрату дальности, то для исключения содержащейся в амплитуде сигнала паразитной информации о дальности цели и во избежание запирания на малых дальностях усилителя мощности необходимо регулировать усиление УНЧ путем обратной связи. Это выполняется автоматическим регулятором усиления (АРУ), который регулирует величину коэффициента усиления УНЧ так, чтобы при увеличении входного сигнала в тысячи и даже десятки тысяч раз амплитуда выходного сигнала несущей частоты изменялась не более чем в 2...3 раза.

Если модуляция лучистого потока растром анализатора изображения произведена по амплитудно-фазовому двухчастотному методу, то управляющим сигналом является сигнал огибающей частоты. Выделение этого сигнала осуществляется детектором огибающей частоты, работающим по принципу электрического частотного фильтра. Следующим звеном электронного тракта является усилитель управляющего сигнала огибающей частоты. Так как появление управляющего сигнала огибающей частоты. Так как появление управляющего электрического сигнала свидетельствует о том, что цель находится в мгновенном поле зрения прибора, т. е. она захвачена оптико-электронной системой ОЭПС, то этот смгнал выводится в шлемофон пилота. Это обеспечивает предупреждение пилота о захвате цели звуковым сигналом. Перед вводом в систему коррекции гиросистемы управляющий сигнал нужно усилить усилителем мощности.

Одноканальная гиросистема при воздействии коррекционного момента, пропорционального углу рассогласования цели  $\phi_{\rm u}$ , прецессирует и через канал стабилизации вызывает разворот оптической системы в сторону совмещения ее оси с продольной связанной осью ЛА. Одновременно сигнал управления, выдаваемый из системы коррекции гироскопа на управление рулями, вызывает разворот ЛА в пространстве в сторону совмещения его продольной связанной оси с целью. Таким образом, гиросистема, действуя как гироскопический следящий привод, обеспечивает при развороте ЛА к цели подобный, но обратный по знаку поворот оптической системы относительно корпуса ЛА. Это создает условия непрерывного слежения визирной линией за целью не только при воздействии сигнала управления от ОЭПС, но и при колебаниях корпуса ЛА под влиянием внешних возмущающих воздействий.

Управляющий сигнал с гиросистемы на рулевую систему I ( $\phi_{u}, \phi_{\phi}$ ) содержит информацию об относительной угловой скорости цели



Рис. 6.13. Структурная схема системы самонаведения ЛА с комбинированным ОЭПС

в полярной системе координат. Для преобразования этого сигнала в прямоугольную систему координат ЛА применяется фазовый детектор, который сравнивает по фазе напряжение рассогласования с напряжениями двух генераторов опорного напряжения (ГОН-1, ГОН-2), взаимно сдвинутых по фазе на 90°. Это позволяет получить на выходе фазового детектора управляющие сигналы для руля курса и руля тангажа в виде величин  $I(\dot{\phi}_{y})$  и  $I(\dot{\phi}_{z})$ , пропорциональных угловым скоростям относительного движения цели по курсу и тангажу. После усиления мощности в усилителях привода руля по соответствующим каналам управляющие сигналы через приводы рулей отклоняют рули и вызывают поворот продольной оси ЛА в сторону цели. Замыкание системы самонаведения осуществляется через кинематическое звено: ЛА — пространство — цель.

Структурная схема системы самонаведения ЛА с комбинированным ОЭПС, основанным на сочетании одноканальной оптической системы с двухканальным гиростабилизатором, дана на рис. 6.13. Как и в схеме на рис. 6.12, положим в основу модуляции амплитуднофазовый двухчастотный метод. Это упростит описание и сравнение схем.

Действие оптической системы, приемника излучения, усилителя несущей частоты, APV, детектора сигнала огибающей частоты и усилителя сигналов огибающей частоты построено в схеме на рис. 6.13 на одноканальном прохождении сигнала и подобно действию аналогичных звеньев уже рассмотренной схемы на рис. 6.12.

В связи с применением двухканальной гиросистемы фазовое детектирование сигнала с информацией о полярных координатах цели проводится непосредственно после усиления сигналов огибающей частоты. Основой сравнения напряжения рассогласования являются, как и ранее, генераторы опорных напряжений, взаимно сдвинутых по фазе на 90°. В рассматриваемой схеме детектируемое напряжение несет информацию об угловых координатах цели, а не об угловой скорости цели, как было в схеме на рис. 6.12. Усиление мощности сигналов коррекции гироскопа производится раздельно по каналу курса и каналу тангажа.

Двухканальная гиросистема через двухканальную систему обеспечивает стабилизацию оптической системы, которая снабжена двухосным кардановым подвесом. При двухканальной гиросистеме управляющие сигналы в двухканальную рулевую систему можно снять непосредственно с осей подвески гироскопа. Необходимость в фазовом детекторе между гиросистемой и каналами управления рулями здесь отпадает. Сигнал в шлемофон пилота о захвате цели здесь подается так же, как в схеме на рис. 6.12. Замыкание системы самонаведения осуществляется через кинематическое звено: ЛА пространство — цель.

Структурная схема системы самонаведения ЛА с двухканальным ОЭПС (рис. 6.14) характерна тем, что оптическая система выдает сигналы с информацией с координатах цели в прямоугольной системе координат. Поэтому необходимость в преобразовании полярных координат цели в прямоугольные связанные координаты ЛА отпадает. Это упрощает ОЭПС и тем самым повышает его точность.

Для обработки сигналов в двух каналах необходимо два комплекта блоков или двухканальные блоки усилителя несущей частоты с АРУ, детектора огибающей частоты, усилителя огибающей частоты и усилителя мощности сигнала коррекции. Необходимость в генераторах опорного напряжения ГОН-1 и ГОН-2 отпадает. Для обеспечения звукового сигнала в шлемофоне пилота о захвате цели не только в общем случае рассогласования цели по двум осям у и z, но и при рассогласовании по одной оси необходимо снимать сигнал в шлемофон из обоих каналов тракта огибающей частоты. В остальных звеньях схемы на рис. 6.13 и 6.14 подобны.

Оптическая система обеспечивает выдачу сигналов о прямоугольных координатах цели при применении координирующих приемников лучистой энергии (см. гл. 10).

В двухканальных ОЭПС используются силовые гиростабилизаторы, которые, обладая свойством автоматической компенсации возмущающего воздействия моментов трения в подшипниках под-



Рис. 6.14. Структурная схема системы самонаведения ЛА с двухканальным ОЭПС

вески внешней рамки при колебаниях корпуса ЛА, обеспечивают более высокую точность стабилизации, чем одногироскопные несиловые системы. Основными преимуществами применения одноканальных ОЭПС являются их малогабаритность, малая масса, относительно малая стоимость. Их применяют на малогабаритных снарядах класса «воздух — воздух», «земля — воздух» и особенно в миниатюрных снарядах для борьбы с низко летящими самолетами.

#### 6.4. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕЛЕНГАТОРЫ

Оптико-электронные пеленгаторы предназначены для поиска и обнаружения объектов на основе использования излучаемой или отражаемой ими электромагнитной энергии оптического диапазона, а также для определения угловых координат этих объектов. В качестве бортовых пеленгаторов на ЛА наибольшее применение получили оптико-электронные пеленгаторы инфракрасного диапазона, работающие на основе использования пассивного излучения ЛА-целей или объектов на поверхности планет. Они называются также инфракрасными или тепловыми пеленгаторами.



Рис. 6.15. Структурная схема оптико-электронного пеленгатора

Выходные сигналы оптико-электронного пеленгатора, несущие информацию об угловых координатах цели, выдаются либо для визуального наблюдения в виде светящегося изображения цели на экране электронно-лучевой трубки или электронно-оптического преобразователя, либо для использования в системах управления в виде модулированных электрических сигналов. Вообще пеленгатор может выдавать информационные сигналы как в виде изображения, так и в виде электрических сигналов.

Рассмотрим принцип действия оптико-электронного пеленгатора применительно к такому общему случаю (рис. 6.15). Излучение цели концентрируется зеркальной оптической системой в плоскости растра анализатора изображения, который, производя размерную селекцию цели и фонов, выделяет полезный лучистый поток от цели и модулирует его. Приемник лучистой энергии выдает электрический сигнал об обнаружении цели в тот момент, когда сканирующая в пространстве предметов ось оптической системы пересекает цель. Электрический сигнал, содержащий информацию о полярных координатах цели, после усиления можно преобразовать фазовым детектором в два сигнала в прямоугольной системе координат, более удобной при визуальном наблюдении и для ввода в двухканальные приводы систем автоматического управления. В некоторых случаях выходные сигналы пеленгатора выдаются в полярной системе координат. Это, например, удобно при использовании выходных сигналов бортового пеленгатора для управления системой привода координатора одноканальной головки самонаведения для обеспечения захвата ею обнаруженного объекта.

Сканирование пространства предметов оптической системой пеленгатора с вогнутым сферическим или параболическим зеркалом можно осуществить с помощью планетарной зубчатой передачи по



Рис. 6.16. Схема оптико-механического сканирующего устройства с планетарной зубчатой передачей

схеме, приведенной на рис. 6.16, а. Вогнутое зеркало с оптической осью FA вращается вокруг оси FB, расположенной под углом  $\alpha_1$ к оптической оси и под углом а к оси FC планетарного движения. В фокальной плоскости зеркала расположены растр анализатора изображения и приемник лучистой энергии. Следовательно, сканирование пространства предметов производится лучом, совпадающим с осью оптической системы. При работе двигателя сканирующий луч перемещается вокруг осей FB и FC с постоянными угловыми скоростями ω<sub>1</sub> и ω<sub>2</sub> соответственно и описывает в предметной плоскости траекторию эпициклоидального типа, обеспеvгла Ω обзор пространства пределах телесного чивая в (рис. 6.16, б).

Для просмотра за время обзора всей предметной плоскости без пропусков при малом мгновенном поле зрения, соизмеримом для помехозащищенности пеленгатора от фонов с размерами цели, необходимо создать очень высокую угловую скорость  $\omega_1$  вокруг оси *ЕВ*. При наличии неуравновешенных масс это вызывает затруднения. Поэтому возможны пропуски цели, что очевидно из рассмотрения траекторий сканирования на рис. 6.16, *б*.

Изображение цели на экране электронно-лучевой трубки имитируется светящейся точкой, положение которой относительно начала координат экрана соответствует отклонению цели от точки пересечения оси пеленгатора FC с предметной плоскостью. Это обеспечивается синхронизацией сканирования электронного луча в трубке и оптического луча в пространстве предметов и высвечиванием точки на экране при поступлении в электронно-лучевую трубку управляющего сигнала, возбужденного излучением цели при ее совпадении с оптическим лучом FA. Синхронная развертка луча в электронно-лучевой трубке обеспечивается подачей на ее отклоняющие пластины управляющих напряжений по осям *у* и *z* 

 $U_y = U (\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t); \quad U_z = U (\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t),$ 

вырабатываемых синусно-косинусными потенциометрами в фазовом детекторе (см. рис. 6.15). U — напряжение питания потенциометров. Вращение движков потенциометров синхронизировано с вращением оптической оси зеркала вокруг осей пеленгатора *FB* и *FC*. Первый потенциометр приводится во вращение с угловой скоростью  $\omega_1$  и выдает напряжение  $U \sin \omega_1 t$  и  $U \cos \omega_1 t$ , а второй — со скоростью  $\omega_2$  и выдает напряжения  $U \sin \omega_2 t$  и  $U \cos \omega_2 t$ . Суммирование этих напряжений иллюстрируется схемой на рис. 6.16, *в*.

По рассмотренной схеме построен немецкий теплопеленгатор «Киль-4», который имеет следующие параметры: угол обзора 20°. Дальность обнаружения винтомоторных самолетов на средних высотах 8...10 км, точность пеленгации  $\pm$ 1°. Оптическая система состоит из параболического зеркала с диаметром 250 мм и фокусным расстоянием 300 мм и охлаждаемого до 195 К твердой углекислотой сернистосвинцового фоторезистора размером 5  $\times$  5 мм. Теплопеленгатор «Киль-4» имеет оптико-механическое сканирующее устройство, в котором сканирование обеспечивается сочетанием двух вращательных движений оптического элемента.

Вторым типом оптико-механических сканирующих устройств являются колебательно-вращательные, в которых сочетаются колебательное и вращательное движения оптических элементов. Конкретные схемы осуществления этих двух типов сканирующих устройств весьма разнообразны. В некоторых случаях в оптикомеханических сканирующих устройствах удобно применять жгуты волоконной оптики.

В связи с недостаточными скоростями сканирования в оптикомеханических решениях все большее внимание уделяется созданию сканирующих устройств оптико-электронного типа, в которых обзор пространства предметов производится с помощью координирующих приемников лучистой энергии, или с помощью электронно-оптических преобразователей, или с помощью нелинейных электро-оптических элементов.

На базе оптико-электронного сканирующего устройства, основанного на сочетании поперечного оптико-механического сканирования с продольным электронным сканированием за счет поочередного включения элементарных приемников лучистой энергии 30-элементного мозаичного приемника, построен американский теплопеленгатор типа Codes (рис. 6.17).

Формирование точечного изображения цели с угловым размером пятна рассеяния 1,2 мрад обеспечивается зеркально-линзовой оптической системой с диаметром зеркала 43,2 мм, относительным отверстием 1 : 1 и коэффициентом полезного действия  $\eta_{ont} = 0,3$ . В качестве чувствительного элемента применен 30-элементный однорядный мозаичный неохлажденный сернисто-свинцовый фото-



Рис. 6.17. Схема теплопеленгатора codes с координирующим многоэлементным линейчатым приемником:

1 — потенциометр — датчик опорных сигналов боковой развертки; 2 — светофильтр и диафрагма; 3 — коммутатор; 4 — приемник лучистой энергии; 5 — модулирующий растр; 6 — зеркальный объектив; 7 — корригирующая линза; 8 — электродвигатель; 9 — сканирующее зеркало; 10 — привод зеркала; 11 — усилитель; 12 — синхронизатор вертикальной развертки; 13 — электронно-лучевая трубка

резистор, имеющий спектральный диапазон чувствительности 1,8... 2,7 мкм, порог чувствительности  $4 \cdot 10^{-10}$  Вт при частоте модуляции 80 Гц и постоянную времени  $\tau_n = 2000$  мкс. Элементарные приемники с размером 1 мм по высоте и 2 мм по ширине расположены вертикальным рядом, называемым мозаичной линейкой. В связи с кривизной поля изображения оптической системы мозаичная линейка приемников установлена в меридиональной плоскости системы и изогнута по форме кривого поля. Это обеспечивает возможно лучшее качество изображения цели на всех элементарных приемниках и повышает разрешающую способность теплопеленгатора.

Оптическое сканирование в поперечном направлении осуществляется зеркалом 9. За один цикл качения зеркала пространство предметов просматривается дважды. Каждый элемент мозаичного приемника за один полный цикл качания зеркала 9 засвечивается излучением цели дважды. Время сканирования всего поля обзора (90° в боковом направлении и 40° — в вертикальном) равно 0,75 с. Полный цикл продолжается 1,5 с. Обзор проводится мгновенным полем зрения, размер которого в боковом направлении 46 мрад и в вертикальном 23 мрад  $\times$  30 = 690 мрад  $\simeq$  40°.

Электронное сканирование выполняется путем последовательного включения элементарных приемников с помощью электромеханического коммутатора 3 в цепь усилителя 11. Коммутатор 3 имеет 60 ламелей, которые попарно подключены к выходу каждого из 30 элементарных приемников. За один оборот щетки коммутатора каждый приемник лучистой энергии подключается к усилителю 11 дважды при прямом и обратном сканировании луча. Между каждым элементарным приемником и соответствующим контактом коммутатора включены накопители, имеющие резонансный колебательный контур с узкой полосой пропускания и рабочей частотой 80 Гц, соответствующей частоте модуляции лучистого потока цели. Модуляция осуществляется при боковом оптическом сканировании. Для этого в фокальной плоскости оптической системы перед мозаичным приемником установлен модулирующий растр 5, который имеет 60 тонких непрозрачных вертикальных штрихов. Расстояние между штрихами равно 43,2 мкм, что обеспечивает при выбранной скорости сканирования пространства предметов полную модуляцию лучистого потока цели и выходного сигнала ПЛЭ с несущей частотой 80 Гц. Излучение фонов, размеры которых обычно значительно превышают размеры практически точечной цели, растром модулируется с малой глубиной.

Сигналы элементарного приемника, модулированные несущей частотой, поступают в соответствующие резонансные колебательные контуры L – C, предназначенные для приема и накапливания импульсов несущей частоты и обладающие высокой добротностью. Схема имеет 30 колебательных контуров L — C и 30 блокировочных конденсаторов Сол, из которых на рис. 6.17 показано условно три. Накапливание сигналов в колебательном контуре обеспечивается тем, что возбужденные несущие колебания могут сохраняться в нем так долго, чтобы коммутатор успевал «опросить» его и снять накопленный сигнал на вход усилителя 11. Так как колебательный контур настроен на несущую частоту модуляции излучения цели, то он накапливает только полезные сигналы, делая более выгодным отношение сигнал/шум. Снятие накопленного сигнала из контура в усилитель происходит импульсно в момент коммутации. Так как частота коммутации 1200 Гц высока по сравнению с резонансной частотой колебательного контура L — C, то за время одной коммутации контур не успевает разрядиться. Это делает контур L - C способным запоминать координаты цели и передавать их не только при первом «опросе» коммутатора, но и при последующих. Такая схема трансформации информационного сигнала повышает надежность прохождения в цепи сигнала от цели.

Блокировочный конденсатор  $C_{6\pi}$  не пропускает в коммутатор постоянную составляющую информационного сигнала.

Обычно электромеханические коммутаторы в том случае, если на них поступают сигналы постоянного напряжения порядка нескольких милливольт, работают ненадежно и вообще не работоспособны в высокоомных цепях при сигналах порядка микровольт. В рассматриваемой схеме условия работоспособности коммутатора выполнены. Таким образом, на усилитель 11 проходят полезный накопленный сигнал и шум коммутатора, порожденный изменением контактного потенциала между подвижной щеткой и клеммой. Этот шум не превышает нескольких микровольт и по своему порядку ниже шума фоторезистора. Следовательно, отношение сигнал/шум на входе в усилитель 11 более выгодное, чем на выходе фоторезистора. Усилитель 11 имеет пятикаскадную транзисторную схему. Импульсный сигнал с выхода усилителя 11 подается на высвечивание точки на экране электронно-лучевой трубки 13. Сканирование электронного луча в электронно-лучевой трубке обеспечивается путем подачи на ее отклоняющие пластины пилообразного напряжения  $U_y$ , выдаваемого синхронизатором 12 вертикальной развертки, и функционального напряжения  $U_z$ , выдаваемого датчиком опорных сигналов 1 на оси качания зеркала прецизионным потенциометром с чувствительностью при постоянном токе 0,2 В/град. Синхронизатор вертикальной развертки 12 действует синхронно с ротором коммутатора 3.

Для сравнительной оценки надежности захвата цели и точности определения ее координат ОЭПС с одноэлементным и многоэлементшым присмниками лучистой энергии при одинаковых поле обзора и времени его просмотра изложим методику р'асчета основных параметров сканирующего устройства. В целях обоснования методики расчета сформулируем основные требования к системе сканирования ОЭПС.

Во избежание просмотра цели или при ее поиске система сканирования должна обеспечить просмотр всего поля обзора без пропусков. Это условие требует, чтобы за установленное время обзора все поле обзора было перекрыто сканирующим мгновенным полем зрения. Время обзора  $t_{ofs}$  задается тактико-техническим заданием на прибор как максимально допустимое время поиска и захвата цели в пределах определенного поля обзора. Поэтому возникает противоречие между стремлением уменьшить мгновенное поле зрения для повышения помехоустойчивости системы улучшением условий размерной селекции цели от фонов и необходимостью ограничить скорость сканирования исходя из постоянной времени выбранного типа приемника лучистой энергии.

Для разрешения этого противоречия необходимо выполнить условие, чтобы время прохождения мгновенного поля зрения через точечную цель превышало постоянную времени приемника лучистой энергии  $\tau_n$  в некоторое число раз, большее единицы и называемое временным коэффициентом надежности приемника (обычно  $m_{n. B} = 1,5...2$ ). Таким условием учета инерционности ПЛЭ является неравенство

## $2w_{\mathrm{mfh}} \ge \omega_{\mathrm{cr}} \tau_{\mathrm{fi}} m_{\mathrm{fi}, \mathrm{b}},$

где  $2\omega_{\rm MFH}$  — угловая величина мгновенного поля зрения оптикоэлектронного прибора, определяемая отношением линейного размера приемника  $d_{\rm fr}$  к фокусному расстоянию оптической системы (рис. 6.18):  $2\omega_{\rm MFH} = d_{\rm fr}/f$ ;  $\omega_{\rm ck}$  — максимально допустимая угловая скорость сканирования луча.

Отсюда получаем предельное условие для назначения  $\omega_{ck}$ , исходя из минимального мгновенного поля зрения  $2\omega_{MrH}$ , выбираемого в зависимости от заданных техническим заданием величины разрешающей способности оптико-электронного прибора самонаведения и его помехоустойчивости от фонов и искусственных помех, и инерционности ПЛЭ:

$$\omega_{\rm ck} \ll 2\omega_{\rm mfh}/m_{\rm fi, b}\tau_{\rm fi}.$$



Для исключения возможности потери цели, движущейся в данном направлении с максимальной относительной угловой скоростью  $\omega_{max}$  (задается техническим заданием), при одноэлементном ПЛЭ необходимо, чтобы угловая скорость просмотра

$$\omega_{npocm} \ge \omega_{max}$$

При одноэлементном приемнике лучистой энергии угловая скорость просмотра пространства прибором равна углу, просматриваемому одним приемником в 1 с,

$$\omega_{\text{просм}} = 2 \omega_{\text{мгн}} n_{\text{эл}},$$

где  $n_{\rm PR} = \frac{\omega_{\rm CH}}{2\pi}$  — число элементов пространства, просматриваемых одним приемником в 1 с при скорости сканирования  $\omega_{\rm CK}$ . Тогда

 $\omega_{\text{просм}} = \omega_{\text{ск}} 2 \omega_{\text{мгн}} / 2 \pi$ ,

а условие просмотра пространства без пропуска цели, движущейся с относительной угловой скоростью  $\omega_{max}$ , принимает вид

$$\omega_{ck} 2 \omega_{mrH} / 2 \pi \ge \omega_{max}$$
 или  $\omega_{ck} \ge 2 \pi \omega_{max} / 2 \omega_{mrH}$ .

При  $n_n$ -элементном линейчатом приемнике лучистой энергии условие просмотра пространства без пропуска цели, движущейся с относительной угловой скоростью  $\omega_{max}$ , имеет вид

$$\omega_{c\kappa} \ge 2\pi\omega_{max}/2\omega_{M\GammaH}n_{H},$$

так как мгновенное поле зрения прибора равно  $2w_{\rm мгн}n_{\rm n}$ . Совместное решение предельных условий, учитывающих инерционность приемника и максимальную относительную угловую скорость цели, дает

206

для прибора с многоэлементным приемником лучистой энергии равенство

$$2w_{\rm MrH}/m_{\rm fl, B}\tau_{\rm fl} = 2\pi\omega_{\rm max}/2w_{\rm MrH}n_{\rm fl}.$$

Отсюда

$$2\omega_{\rm MTH} = (2\pi\omega_{\rm max}m_{\rm H,B}\tau_{\rm H}/n_{\rm u})^{1/2}.$$

Для минимально необходимой угловой скорости сканирования найдем формулу

$$\omega_{\rm ck} = (2\pi\omega_{\rm max}/n_{\rm m}m_{\rm m, B}\tau_{\rm m})^{1/2}.$$

Мгновенное поле зрения оптико-электронного пеленгатора обратно пропорционально корню квадратному из числа элементарных приемников. Таким образом, угол мгновенного поля зрения, а следовательно, и угловая разрешающая способность пеленгатора с много-элементным приемником теоретически в  $\sqrt{n_n}$  раз лучше, чем в случае одноэлементного приемника лучистой энергии. Поэтому разрешающая способность ОЭПС с 30-элементным приемником излучения считается теоретически с  $\sqrt{30}$  раз лучшей, чем в приборе с одноэлементным приемником. Практически его точность несколько ниже из-за технологических погрешностей в изготовлении много-элементного приемника, синхронизатора, коммутатора и потенциометрического датчика опорных сигналов.

#### 6.5. СТРУКТУРНЫЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКИХ СТРЕЛКОВЫХ ПРИЦЕЛОВ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Для обеспечения встречи неуправляемого снаряда с целью в самолетном прицеле неподвижно закрепленного оружия должен быть построен суммарный угол упреждения, слагающийся из угла упреждения, учитывающего относительное движение цели, и угловых поправок на гравитационное понижение и скольжение снаряда. Расчетные формулы, определяющие угол упреждения ф, угол прицеливания а и угловую поправку на продольное скольжение  $\psi_{ск}$ , приведены в гл. 5. Суммарный угол упреждения является геометрической суммой

$$ar{\psi}_{ ext{cym}} = ar{\psi} + ar{lpha} + ar{\psi}_{ ext{cr}}.$$

Следовательно, в структурной схеме прицела должно обеспечиваться построение и суммирование векторных величин. Структурная схема, представленная на рис. 6.19, составлена применительно к наиболее распространенному типу прицелов воздушной стрельбы истребителя с трехстепенным отклоняющимся гироскопом. На схеме приняты обозначения и формульные зависимости, приведенные в гл. 4 и 5.

После визуального обнаружения цели пилот вводит рукояткой базы размер ЛА противника, органами управления разворачивает самолет до совмещения цели с центральной зоной поля зрения прицела и, непрерывно обрамляя цель кольцом дальномера, следит за целью (рукояткой дальности и органами управления полетом самолета). При этом обеспечивается ввод в схему прицела дальности, базы и относительной угловой скорости цели. Дальность может



Рис. 6.19. Структурная схема оптического прицела неподвижно закрепленного оружия ЛА

измеряться также автоматическим лазерным дальномером (ЛД) или радиодальномером (РД). При захвате цели автоматическим дальномером пилот отпускает ручку дальности и размер кольца  $b_L$ в поле зрения строится автоматически вычислителем дальности. Автоматические датчики воздушной скорости, высоты, углов крена, тангажа и продольного скольжения самолета вводят в схему соответствующие величины.

Вычислители фиктивного полетного времени (или расчетного полетного времени), вертикальной и боковой составляющих угла прицеливания и поправки на угол продольного скольжения вырабатывают коррекционные токи, необходимые для ввода в блок электромагнитной коррекции построителя упреждения с трехступенным отклоняющимся гироскопом. Эти токи создают суммарный коррекционный момент, воздействующий на гироскоп.

При развороте самолета в процессе визуального слежения за целью коррекционный момент заставляет гироскоп прецессировать вслед за разворотом корпуса прицела и самолета. Возникающий при вынужденной прецессии гироскопический момент  $M_r$  уравновешивает суммарный коррекционный момент  $M_k$  при условии отклонения полярной оси гироскопа на угол  $\psi_r$  сум. Поворот зеркала гироскопа на угол  $\psi_r$ , сум вызывает отклонение визирной линии (центральной марки и центра кольца) в поле зрения прицела на суммарный угол упреждения.

Поворотное оружие самолета управляется стрелком непосредственно или дистанционно с помощью силовых следящих систем. Дистанционное управление в современных скоростных самолетах наиболее распространено. Решение задачи встречи снаряда с целью в этом случае является наиболее общим. Поэтому целесообразно рассмотреть структурную схему самолетной прицельной станции дистанционно управляемого оружия (рис. 6.20). Более простую структурную схему прицела оружия, непосредственно управляемого стрелком, можно получить путем исключения из рассматриваемой схемы элементов, обеспечивающих дистанционную передачу угловых величин из прицельной станции на орудие.

Для обеспечения встречи неуправляемого снаряда с целью в прицельной станции дистанционно управляемого оружия нужно построить суммарный угол упреждения, слагающийся из вертикальной и боковой составляющих угла упреждения  $\bar{\psi}_y$  и  $\bar{\psi}_z$ , учитывающих относительное движение цели и угловые поправки: на гравитационное понижение снаряда  $\bar{\alpha}_y$ , на продольное и боковое отставание снаряда  $\bar{\psi}_{\text{отст y}}$  и  $\bar{\psi}_{\text{отст z}}$ , на вертикальный и горизонтальный параллакс оружия относительно прицельной станции  $\bar{\psi}_{n. B}$  и  $\bar{\psi}_{n. r}$ , на вращательный эффект снаряда  $\bar{\alpha}_{pp}$ . Следовательно, структурная схема прибора должна обеспечивать построение суммарного угла упреждения по формуле

$$\bar{\psi}_{\text{cym}} = \bar{\psi}_y + \bar{\psi}_z + \bar{\psi}_{\text{otct}} _y + \bar{\psi}_{\text{otct}} _z + \bar{\alpha}_y + \bar{\psi}_{\text{f. r}} + \bar{\psi}_{\text{f. b}} + \bar{\alpha}_{\text{fp}}$$

и передачу составляющих этого угла по осям прицела y и z, а также бортового угла  $\delta_{np}$  и угла  $\phi_{np}$  возвышения прицельного поста на поворот оружия.

Датчики воздушной скорости и высоты самолета вводят автоматически в схему прицельной станции величины  $v_c$  и *H*. Начальная дальность цели измеряется оптическим кольцевым дальномером или автоматическими электромагнитными дальномерами (лазерным или радио). Относительная начальная скорость снаряда принимается постоянной. Средняя скорость и фиктивное (или расчетное) полетное время, а также абсолютная скорость снаряда вычисляются электрическими счетно-решающими построителями.



Рис. 6.20. Структурная схема прицельной станции дистанционно управляемого оружия ЛА

При повороте оператором прицельного поста в процессе слежения за целью гироскопические тахометры с нулевыми двухстепенными гироскопами измеряют вертикальную и боковую составляющие относительной угловой скорости цели  $\omega_z$  и  $\omega_y$  и вместе с электрической схемой умножают их на полетное время снаряда, вырабатывая величины  $\psi_y$  и  $\psi_z$ . Одновременно с прицельного поста на оружие передаются бортовой угол  $\delta_{np}$  и угол возвышения  $\phi_{np}$  прицельной линии.

Вычислитель поправок автоматически вычисляет величины угловых поправок и передает их в суммирующее устройство прицельной станции, которое выдает в сумматор привода оружия вертикальную и боковую составляющие суммарного угла упреждения. Поправки вычисляются по формулам, приведенным в гл. 5. Величины бортового угла  $\delta$  и угла возвышения  $\varphi_{\rm B}$  оружия вводятся в вычислитель поправок с выхода сумматора привода оружия, который определяет текущие значения этих величин по формулам:

 $\delta = \delta_{\pi p} + \psi_{\text{сум } z}; \ \varphi_{\text{B}} = \varphi_{\mu p} + \psi_{\text{сум } y}.$ 

Такие же углы передаются в силовые приводы оружия.

# Глава 7 ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

### 7.1. СТРУКТУРНЫЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Оптико-электронные приборы наведения и самонаведения летательных аппаратов основаны на использовании в качестве канала связи оптического диапазона электромагнитной энергии. Важнейшей частью таких приборов являются передающие и принимающие оптические системы. Пассивные или полуактивные бортовые приборы самонаведения ЛА должны иметь оптическую принимающую систему. Активные бортовые приборы самонаведения и наведения управляемых ЛА необходимо снабжать как оптической передающей, так и оптической принимающей системами. В приборах наведения на цель ЛА-носителей и их стартовых установок перед стартом снаряда необходимо иметь принимающую оптико-электронную или визуальную оптическую систему, обеспечивающую слежение за целью или ее визуальное наблюдение.

Принимающей системой оптического прибора наведения или самонаведения ЛА называется комплекс элементов, установленных в ходе лучистого потока от цели и преобразующих параллельный лучистый поток в модулированные управляющие оптические сигналы о координатах цели. Эта система заканчивается оптически чувствительным слоем приемника лучистой энергии, преобразующим оптическую энергию от цели и фонов в электрическую, и называется системой первичной обработки информации ОЭПС.

Принимающие устройства называются визуальными оптическими системами, если лучистый поток преобразуется в управляющие сигналы нервной системы человека с помощью глаза, и оптикоэлектронными системами, если лучистый поток преобразуется в управляющие электрические сигналы оптико-электронным индикатором. В первом случае ряд функций системы управления ЛА выполняет человек; во втором — управление ЛА осуществляется автоматически.

Оптико-электронные системы являются главным конструктивным элементом автоматических оптико-электронных приборов наведения и самонаведения ЛА, принимающим лучистую энергию от цели и преобразующим ее в электрические сигналы о координатах цели, управляющие последующими звеньями схемы управления. Оптико-электронные системы могут применяться во всех случаях решения задачи встречи; они являются единственным средством автоматизации процессов наведения и самонаведения ЛА при использовании в качестве канала связи электромагнитной энергии оптического диапазона.

Так как излучение электромагнитной энергии оптического диапазона свойственно всем материальным телам в любых условиях (кроме случая, когда температура тела будет равна абсолютному нулю), то принципиально автоматические приборы взаимного наведения и самонаведения ЛА с оптико-электронными системами можно построить, используя пассивный принцип наведения, т. е. без облучения цели электромагнитной энергией со снаряда или вспомогательного излучателя. При этом оптико-электронные приборы наведения и самонаведения являются наиболее простыми, малогабаритными и экономически выгодными средствами управления ЛА, создающими ряд важных тактических преимуществ ввиду скрытности их действия.

Безусловно не следует переоценивать возможности оптико-электронных систем и считать их наилучшими во всех случаях. В их применении имеются трудности, связанные с особенностями излучения целей и фонов и прохождения электромагнитной энергии в атмосфере, а также с техническими возможностями практического создания совершенных приемников лучистой энергии для частот, соответствующих полосам прозрачности атмосферы.

Важнейшим элементом принимающего ОЭП является оптическая система, которая предназначена для преобразования параллельного лучистого потока, несущего информацию о цели, и для формирования изображения в картинной плоскости прибора. Оптической системой является объектив, фокусирующий параллельный лучистый поток в фокальной плоскости, в которой устанавливают растр анализатора изображения и приемник лучистой энергии (ПЛЭ). В связи с этим для краткости оптическую систему назовем объективом. Для исключения или значительного уменьшения влияния излучения фонов и искусственных помех в принимающие оптические системы включают фильтры, ограничивающие рабочий диапазон длин волн лучистой энергии в канале связи. С помощью растра анализатора изображения, также являющегося частью оптической системы, выделяется полезный сигнал от цели в общем потоке лучистой энергии, проходящем через оптическую систему прибора, и определяются координаты цели. Для изменения направления оси оптической системы или ее части при осуществлении поиска цели и слежения за нею. а также построения упреждения в оптическую систему прибора наведения или самонаведения ЛА необходимо включать отклоняющий элемент.

Так как оптические приборы наведения ЛА, часто устанавливаемые в его головной части, подвержены воздействию встречного потока воздуха, они снабжены защитным элементом в виде колпака или пластины. Защитный элемент должен быть прозрачным для рабочего диапазона длин волн излучения, поэтому он также входит в состав принимающей оптической системы прибора.

В общем случае структурная схема принимающей оптико-электронной системы имеет вид, представленный на рис. 7.1. В отличие от этой схемы отклоняющее устройство может, например, совмещаться с индикатором излучения или объективом, защитный элемент может быть частью объектива, а фильтр может выполняться в виде пленки, нанесенной на одну из поверхностей объектива. Растр анализатора изображения, как правило, устанавливают в фокальной плоскости объектива, в непосредственной близости от которой помещен индикатор излучения. В другом варианте схемы с помощью конденсора создают изображение еще в другой плоскости и здесь помещают ПЛЭ. В некоторых случаях в принимающую оптическую систему приборов наведения и самонаведения ЛА по конструктивным соображениям вводят неподвижные плоские отражающие поверхности. Но это не вносит в схему принципиальных изменений.

Визуальные оптические системы применяются на пилотируемых ЛА в бортовых приборах наведения, предназначенных для прицеливания при воздушной стрельбе неуправляемыми снарядами, для прицеливания при старте управляемых снарядов, а также для наведения управляемых снарядов на цель по лучу. Наибольшее распространение визуальные оптические системы получили в прицелах воздушной стрельбы, используемых в световой или инфракрасной области спектра длин волн электромагнитной энергии. В последнем случае в визуальные оптические системы в качестве промежуточного преобразователя потока лучистой энергии включают электроннооптические преобразователи (ЭОП). Такие оптические системы называются визуальными оптическими системами с ЭОП.

Структурная схема принимающей визуальной оптической системы бортовых приборов наведения и самонаведения ЛА представлена на рис. 7.2. Схемы оптико-электронной (см. рис. 7.1) и визуальной (см. рис. 7.2) принимающих оптических систем содержат одинаковые по назначению и принципу действия первые четыре элемента и подобные по назначению выходные элементы, которые преобразуют лучистую энергию в электрический или световой управляющий сигнал. Выходные элементы оптико-электронной и визуальной оптических систем построены на различных принципах преобразования лучистой энергии в электрическую или в энергию нервного процесса. В первом случае используется технический оптико-электронный принцип, а во втором — физиологическое преобразование света в энергию нервного процесса.

Универсальность свойств глаза и нервной системы человека позволяет исключить в схеме на рис. 7.2 анализатор изображения как самостоятельный элемент. Для облегчения визуальной оценки угловых координат и дальности цели в помощь глазу в поле зрения вводится оптическая шкала. Электронно-оптический преобразователь входит в визуальную оптическую систему при работе канала связи на длинах волн невидимого оптического излучения.

Передающие оптические системы активных бортовых приборов наведения и самонаведения ЛА имеют искусственный излучатель электромагнитной энергии оптического диапазона. В качестве излучателя могут применяться электрические лампы накаливания или лазеры.



Рис. 7.1. Структурная схема принимающей оптико-электронной системы

Рис. 7.2. Структурная схема принимающей визуальной оптической системы Рис. 7.3. Структурная схема передающей оптической системы

Структурная схема передающей оптической системы приборов наведения и самонаведения ЛА представлена на рис. 7.3. Для повышения помехозащищенности действия таких систем используют оптические фильтры, поляризаторы и модуляторы. Оптические фильтры необходимы только при применении в качестве излучателей широкополосных электрических источников оптического излучения. Модуляторы создают прерывистое излучение, частота которого может быть постоянной или изменяемой по определенному закону. При переменной несущей частоте помехозащищенность канала связи выше.

Управляющие сигналы создаются модулятором путем наложения на несущую частоту излучения дополнительных частот, а также изменением амплитуды или фазы колебаний несущей частоты. В некоторых случаях для концентрации широкого пучка от излучателя следует применять конденсор. Если излучателем является лазер, направленность и монохроматичность излучения которого достаточно высоки, то необходимость в оптическом фильтре и конденсоре часто отпадает, а собственная частота когерентного излучения лазера может использоваться в качестве несущей частоты канала связи. Для управления направлением излучения в передающей оптической системе требуется отклоняющий элемент. На выходе системы должны быть объектив, создающий параллельный пучок, или коллимирующая оптическая система, уменьшающая угол расхождения пучка лучей, и прозрачный защитный элемент, предохраняющий прибор от действия встречного потока воздуха.

Передающая оптическая система активных приборов наведения или самонаведения ЛА работает в комплекте с принимающей оптической системой управляемого снаряда. Структурные схемы принимающих оптических систем активных и пассивных приборов самонаведения ЛА принципиально подобны (см. рис. 7.1). Принимающую оптическую систему квазиактивных приборов наведения устанавливают на управляемом ЛА так, что ее входное отверстие обращено в сторону прибора наведения. Как правило, входное отверстие обращено в сторону заднего сектора управляемого ЛА.

Структурная схема такой оптической системы также принципиально подобна схеме на рис. 7.1, но в некоторых случаях ее можно упростить для удешевления и уменьшения габаритов, сосредоточив максимальное количество дорогостоящих и крупногабаритных элементов комплекса приборов канала связи в передающей оптической системе. Так, например, при наличии модулятора в передающей оптической системе растр анализатора изображения принимающей оптической системы может быть максимально упрощен или даже исключен. Последнее возможно, например, если усилительный блок принимающего прибора рассчитан только на несущую частоту, модулированную передатчиком.

Удешевление и уменьшение габаритов принимающей оптической системы особенно важно при ее установке на управляемых ЛА одноразового действия. Повышение при этом стоимости и габаритов передающей части систем наведения вполне допустимо, так как она устанавливается на более крупногабаритном пилотируемом ЛА-носителе или на стационарной установке и применяется многократно. При таком подходе к размещению элементов приборов канала связи надежность их действия повышается в связи с тем, что все устройства на управляемом снаряде работают в менее благоприятных условиях при влиянии ускорений, вибраций, тепловых полей, чем на пилотируемом ЛА-носителе или на стационарной установке.

В полуактивных системах самонаведения передающий оптический прибор устанавливают либо также на самолете-носителе, либо в еще более благоприятных условиях на наземной, как правило, неподвижной установке.

### 7.2. ТЕХНИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ К ОПТИЧЕСКИМ СИСТЕМАМ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ

Оптические системы ОЭПС предназначены для преобразования несущего информацию о цели параллельного лучистого потока и формирования изображения цели в картинной плоскости прибора.

Сформулируем основные специальные технические требования к оптическим системам и рассмотрим методику выбора их основных конструктивных параметров, учитывая при этом и общие тактико-

технические требования к оптическим приборам наведения и самонаведения ЛА.

В условиях автоматического наведения и самонаведения снаряда размеры цели по сравнению с дальностью, как правило, малы. Поэтому цель считается точечным источником излучения. Изображение цели в картинной плоскости оптической системы приборов, сопряженное с целью, также является точечным.

Точность самонаведения ЛА на цель в значительной степени определяется размерами точечного изображения цели в картинной плоскости оптической системы, так как этот размер лимитирует выбор разрешающей способности приемника лучистой энергии и общую разрешающую способность прибора по отношению к угловым координатам цели. Чем меньше размер изображения точечной цели, тем точнее определяются в приборе ее угловые координаты. Следовательно, в первую очередь оптическая система должна обеспечить минимальные размеры изображения точечной цели в картинной плоскости.

Так как на завершающем участке траектории встречи необходимо обеспечить наивысшую точность определения координат цели, то в этом случае исходя из свойств центрированных оптических систем, имеющих наилучшее качество изображения, как правило, на оси, наиболее выгодно иметь изображение цели в центре поля зрения. Именно в центре поля зрения системы размеры изображения цели в картинной плоскости должны быть минимальными, но при удалении на край поля зрения они не должны существенно увеличиваться и искажаться.

В распространенных за рубежом узкопольных оптических системах приборов самонаведения ракет класса «воздух - воздух», с диаметром входного зрачка до 150 мм угловой размер кружка рассеяния равен 1...2 мрад. Это объясняется в первую очередь наличием аберраций: в сферических системах — сферической, в линзовых -- хроматической и отчасти комы, а также технологическими отклонениями в геометрии поверхностей. Следует отметить особую важность коррекции хроматических аберраций в оптических системах инфракрасного диапазона, ширина спектра длин волн которого в десятки и даже сотни раз больше, чем в световом. Интервал наиболее удовлетворительного пропускания инфракрасных излучений атмосферой от 0,8 до 15 мкм превышает световой диапазон примерно в 35 раз. В окнах хорошего пропускания излучений в атмосфере при длинах волн 1,5...2,6; 2.9...5,0 и 7,5...14 мкм это превышение характеризуется также значительными числами 2,5, 5 и 16. Следовательно, в инфракрасном диапазоне хроматизм излучений во много раз больше, чем в световом.

Так как поиск и захват цели осуществляется при наибольших дальностях, а изображение цели при этом часто оказывается под значительным углом к нулевой оси оптической системы, то угол обзора должен быть достаточно большим, не менее 60...120°, без значительного виньетирования пучка лучистой энергии от цели. Следовательно, в теплопеленгаторах и инфракрасных головках
самонаведения ЛА, работающих по измерительной схеме, нужно иметь оптические системы с полем зрения 60...120°. В приборах самонаведения следящего типа, оптическая ось которых развязана относительно оси ЛА и имеет максимальный угол прокачки, близкий по своему порядку к необходимому углу обзора, можно применять оптическую систему с углом поля зрения не более нескольких градусов. В этом случае оптическая система безусловно менее сложна и громоздка и более дешева.

При работе приборов самонаведения в режиме слежения за целью мгновенное поле зрения оптической системы не превышает долей градуса. При уменьшении міновенного поля зрения чувствительность и помехоустойчивость прибора возрастают, так как отношение полезного лучистого потока к потоку от помех на чувствительной площадке приемника и в анализаторе изображения увеличивается. При уменьшении мгновенного поля зрения нужно брать приемник меньших размеров и увеличивать фокусное расстояние преобразующей оптической системы. Уменьшение площади приемника, как это указано выше, ограничено. Увеличение фокусного расстояния ограничено габаритными возможностями в головной части ЛА. Применение минимальных значений мгновенного поля зрения ограничивается также точностью гироскопической стабилизации оптической системы. В противном случае возможна потеря цели. В зарубежных гиростабилизаторах приборов самонаведения точность стабилизации равна 15...30 угловых минут.

При отсутствии гироскопической стабилизации линии цели требуется применение оптических систем со значительно большим мгновенным полем зрения. Величина мгновенного поля зрения выбирается в этом случае исходя из максимальной угловой амплитуды собственного рыскания снаряда и заданных максимальных значений относительных угловых скоростей и ускорений цели, а также с учетом динамики приводов управления слежением оптической системы за целью.

Для обеспечения необходимой точности определения угловых координат цели в процессе поиска, захвата и слежения за целью, особенно на конечном участке траектории встречи, оптические системы приборов самонаведения и тем более приборов наведения ЛА на цель по лучу, в которых дальность до снаряда к концу атаки увеличивается, должны обладать высокой угловой разрешающей способностью. Это обеспечивается выбором минимальной величины элементарного поля зрения оптической системы. Обычно элементарное поле зрения определяется размерами прозрачных элементов на модулирующем растре, которые нецелесообразно делать меньше аберрационного пятна рассеяния оптической системы.

Оптическая система должна концентрировать в точечном изображении цели максимально возможную энергию излучения цели, так как в этом случае при заданной мощности излучения цели и определенных условиях прохождения электромагнитной энергии вдоль канала связи в атмосфере прибор самонаведения с одинаковыми другими параметрами обеспечит большую дальность действия. Сте-



Рис. 7.4. Схема падения лучистого потока от цели на входное отверстие принимающей оптической системы и на приемник излучения без оптической системы

пень концентрации лучистой энергии оптической системой называется ее коэффициентом оптического усиления  $k_{o.y}$ . Рассмотрим физический смысл и методику расчета этого коэффициента.

Излучение ЛА-целей распространяется в пределах значительного телесного угла (см. гл. 3). В этих условиях поток излучения  $\Phi_{3. n}$ , падающий на приемник лучистой энергии в картинной плоскости оптической системы, зависит от величины входящего лучистого потока  $\Phi_{3. Bx}$  (с учетом потерь в атмосфере), падающего от цели на входное отверстие оптической системы, и от ее энергетического коэффициента полезного действия  $\eta_{ont}$ , определяемого потерями при прохождении излучения от входного отверстия до приемника лучистой энергии.

Величина входящего лучистого потока при диаметре входного зрачка оптической системы D, дальности цели L и энергетической силе излучения точечной цели  $I_{\mathfrak{d},\mathfrak{q}}$  определяется с учетом потерь в атмосфере зависимостью

$$\Phi_{\mathfrak{d}_{\mathbf{H},\mathbf{B}\mathbf{X}}} = I_{\mathfrak{d}_{\mathbf{H},\mathbf{H}}} \pi D^2 \eta_{\mathbf{O}\mathbf{H}\mathbf{T}} \tau_{\mathbf{A}\mathbf{T}\mathbf{M}} / 4L^2,$$

следующей из рассмотрения схемы на рис. 7.4.

Энергетический коэффициент полезного действия оптической системы зависит от потерь лучистой энергии при преломлении на оптических поверхностях, на поглощение и рассеяние внутри оптических деталей, от диафрагмирования непрозрачными элементами конструкции ОЭПС, установленными в ходе лучистого потока (бленды, крепежные ребра и др.), а также от виньетирования. С учетом  $\eta_{ont}$  поток лучистой энергии, падающий на приемник излучения, выразится формулой

$$\Phi_{\partial, \pi} = I_{\partial, \mu} \pi \tau_{a \tau M} D^2 \eta_{o \sigma \tau} / 4L^2.$$

Поток лучистой энергии  $\Phi'_{\mathfrak{s. n}}$ , падающий на приемник излучения с площадью  $S_{\mathfrak{n}}$  на расстоянии L от цели с учетом потерь в атмосфере и при отсутствии оптической системы, из схемы на рис. 7.4 выражается формулой

$$\Phi'_{\mathfrak{s}, \mathbf{\pi}} = I_{\mathfrak{s}, \mathbf{\mu}} S_{\mathbf{\pi}} \tau_{\mathbf{a} \mathbf{T} \mathbf{M}} / L^2.$$

Тогда коэффициент оптического усиления оптической системы, показывающий, во сколько раз ее применение увеличивает освещенность приемника излучения, выражается уравнением

$$k_{\text{o. y}} = \frac{\Phi_{9. \text{ fl}}}{\Phi_{9. \text{ fl}}^{\prime}} \frac{\pi D^2 \eta_{\text{o} \text{fl}}}{4 S_{\text{o} \text{fl}}}.$$

В случае применения круглого приемника лучистой энергии диаметром D<sub>п</sub>

$$k_{\text{o. y}} = D^2 \eta_{\text{ont}} / D_{\pi}^2.$$

В оптических системах автоматических инфракрасных пеленгаторов и головок самонаведения коэффициент оптического усиления изменяется в широком диапазоне от нескольких единиц до десятков тысяч. Наиболее существенное увеличение  $k_{0,y}$  требуется в приборах, предназначенных для действия на больших дальностях или при слабо излучающих целях. В большой степени  $k_{0,y}$  зависит от площади входного отверстия оптической системы и площадки приемника излучения. Возможности повышения коэффициента оптического усиления за счет уменьшения площадки приемника излучения сильно ограничены размерами пятна рассеяния оптической системы и технологическими трудностями. Следовательно, для повышения  $k_{0,y}$ , оптические системы должны обладать максимально возможным полезным входным отверстием при жестких ограничениях габаритов бортовых приборов самонаведения ЛА.

Оптические и оптико-электронные системы бортовых приборов должны обладать также высокой стабильностью своих параметров в условиях воздействия ускорений, тряски, вибраций, лучистой энергии, тепловых полей.

### 7.3. КОНСТРУКТИВНЫЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ

Оптические системы бортовых приборов самонаведения ЛА создаются на базе линзовых, зеркальных и зеркально-линзовых оптических схем. Эти схемы в литературе также называются соответственно диоптрическими, катоптрическими и катодиоптрическими.

#### Линзовые системы

Рациональная линзовая оптическая схема состоит из объектива и конденсора. Можно применить и более простую схему, содержащую только линзовый объектив, но и в этом случае приемник излучения и анализатор изображения нужно расположить в одной и той же фокальной плоскости объектива. Конструктивно это затруднено. Кроме того, при отклонении цели от оси оптической системы ее изображение перемещается в фокальной плоскости объектива. Если приемник установлен в этой плоскости и имеет одну площадку малых размеров, то его необходимо непрерывно перемещать в мгновенную точку падения лучей на значительные расстояния в пределах линейного поля зрения объектива. Это усложняет конструкцию.

Необходимость перемещения приемника отпадает, если его площадь увеличить до размеров линейного поля зрения объектива. При одноэлементном приемнике это приведет к недопустимому снижению дальности действия и точности определения координат цели прибором из-за падения чувствительности ПЛЭ в связи с увеличением шумов от фонов и в связи с вариациями сигнала при перемещении изображения цели по слою, всегда имеющему некоторую неравномерность чувствительности. Использование для обеспечения более равномерной засветки приемника способа «расфокусировки» также приводит к нежелательному увеличению размеров чувствительной площадки приемника. Применение многоэлементного приемника, охватывающего все поле зрения широкопольного объектива, иногда нецелесообразно ввиду его сложности, высокой стоимости, больших габаритов и трудностей охлаждения.

Для преодоления перечисленных трудностей рационально применять оптическую схему с конденсором, в котором растр анализатора изображения ставится в фокальной плоскости объектива, а приемник лучистой энергии — за конденсором. Конденсор собирает энергию, прошедшую через растр анализатора изображения, на чувствительную площадку приемника значительно меньших размеров, чем в оптической системе без конденсора. При этом лучистый поток засвечивает всю чувствительную площадку приемника, снижая шумы от неравномерности чувствительности ее слоя. Методика расчета схемы с конденсором рассматривается ниже в этом разделе.

Создание линзовых систем в инфракрасной области и особенно при длинах волн более 3 мкм затруднено из-за больших хроматических аберраций и ограниченного выбора материалов с разнообразными показателями преломления, что необходимо для компенсации аберраций. Крупные линзы имеют большую массу и создают значительные потери лучистой энергии за счет поглощения в среде, поэтому линзовые схемы в оптических устройствах приборов самонаведения менее распространены, чем зеркальные и зеркальнолинзовые.

### Зеркальные системы

Основные преимущества применения в инфракрасной области зеркальных оптических элементов достигаются при употреблении деталей с наружным отражающим слоем, когда лучистый поток не проходит сквозь тело оптической детали, являющейся подложкой зеркального слоя. При этом, во-первых, исключаются хроматические аберрации и, во-вторых, подложки зеркал можно изготовлять из материалов, непрозрачных в рабочем спектральном диапазоне канала связи. Подложки непрозрачных зеркал с наружным отражением при любых длинах волн рабочего диапазона излучения следует изготовлять из широко распространенных в оптическом приборостроении относительно дешевых, прочных, хорошо обрабатываРис. 7.5. Схема однозеркальной оптической системы

ющихся и стабильных в эксплуатации кроновых сортов оптического стекла. Для подложек применяют также металлы и пластмассы, но они значительно уступают кроновым стеклам в отношении качества поверхности и стабильности свойств в условиях эксплуатации. А качество поверхности подложек зеркал во многом определяет качество соркального слоя, участвующего в оптическом преобразовании лучистого потока и в формировании изображения в картинной плоскости прибора.



Для повышения коэффициента полезного действия оптической системы зеркальный слой должен обладать максимальной спектральной отражательной способностью в рабочем интервале длин волн канала связи.

Простейшие конструктивные схемы зеркальных оптических систем применяются в приборах самонаведения с защитными элементами из плоскопараллельных пластинок. При переднем расположении приемника лучистой энергии оптическую систему можно выполнять в виде одного зеркала, установленного отражающей поверхностью в сторону источника излучения.

Схема однозеркального оптического устройства представлена на рис. 7.5. Вогнутое зеркало характеризуется в основном диаметром действующего отверстия D, фокусным расстоянием fот вершины отражателя O до главного фокуса F, в котором сходятся лучи, падающие на зеркало параллельно его оптической оси, а также телесным углом охвата с вершиной в главном фокусе, опирающимся на площадь круга действующего отверстия. Величина телесного угла охвата вогнутого зеркала определяется формулой

$$\Omega_{\text{oxb}} = 2\pi \left[1 - \cos\left(\varphi_{\text{oxb}}/2\right)\right].$$

где  $\varphi_{\text{охв}}$  — плоский угол охвата с вершиной в главном фокусе, опирающийся на диаметр действующего отверстия.

Приемник лучистой энергии устанавливают, как правило, в главном фокусе отражателя, так как цель находится в практической бесконечности и идущие от нее лучи параллельны оптической оси. При конечных размерах чувствительной площадки приемник лучистой энергии воспринимает и часть лучей, падающих непараллельно оптической оси в пределах угла  $2w_{\rm MFH} = D_{\rm n}/f$ , равного отношению диаметра чувствительной площадки приемника лучистой энергии к фокусному расстоянию зеркала. В приборах самонаведения и наведения с оптической осью, отклоняющейся при поиске цели или в процессе слежения за нею, угол  $2w_{\rm MFH}$  называется углом мгновенного поля зрения. Наибольшее распространение на практике получили сферические зеркала в связи с относительной простотой их изготовления. Основной их недостаток — это наличие сферической аберрации. При отсутствии аберраций размер кружка рассеяния из-за дифракционных явлений определяется для зеркала с относительным отверстием D/f формулой  $\alpha_{\rm дифp} = 2,44\lambda/D$ , где  $\alpha_{\rm дифp}$  — угловой размер кружка дифракционного рассеяния.

Угловой размер  $\alpha_{c\phi}$  кружка рассеяния вследствие сферической аберрации при изображении точечного источника излучения с помощью сферического зеркала на оси оптической системы определяется в радианах приближенной формулой

$$\alpha_{\rm cdb} = 7.8 \ (D/f)^3 \cdot 10^{-3},$$

или в угловых секундах

 $\alpha_{c\phi} = 1600 \ (D/f)^3$ ,

обеспечивающей расчет при D/f = 1 с с ошибкой менее 3 % и с еще более высокой точностью в менее светосильных системах.

Для зеркала с относительным отверстием, равным единице,

$$\alpha_{\rm cob}/\alpha_{\rm nuop} = 3.2 \cdot 10^{-3} D/\lambda.$$

Для диапазона инфракрасного излучения 2 мкм  $< \lambda < 10$  мкм, соответствующего энергетическим характеристикам ЛА-целей, при диаметрах входного отверстия оптических систем снарядов класса «воздух — воздух» от 70 до 300 мм и D/f = 1 кружок рассеяния от сферической аберрации превышает по диаметру кружок дифракционного рассеяния в десятки и сотни раз. Угловые величины кружка рассеяния от сферической аберрации в этих условиях достигают нескольких миллирадиан. Это приводит к значительному ухудшению качества изображения источника излучения и отрицательно влияет на точность определения координат цели. Поэтому в последние годы усиленно осваиваются технологические процессы изготовления параболических зеркал, не создающих сферической оси.

Второе место по своему значению среди аберраций вогнутых зеркал занимает кома. Кома наклонных пучков параболического зеркала возникает вследствие неравенства фокусных расстояний различных кольцевых зон.

В приборах самонаведения наибольшая точность определения угловых координат цели необходима в конце траектории встречи, когда цель находится под малыми углами рассогласования. В этом случае влияние астигматизма параболического зеркала значительно меньше, чем комы. Дисторсия у одиночного параболического зеркала отсутствует.

Для расчета аберраций параболического зеркала Д. Д. Максутов рекомендует следующие формулы:

угловая величина диаметра замыкающей окружности комы в радианах равна

$$\alpha_{\rm R} = 0,125 \ (D/f)^2 \ \omega;$$

длина пятна комы в полтора раза больше ее диаметра;

угловая величина астигматической разности в гауссовой плоскости в радианах равна

$$\alpha_{\rm acr} = D w^2 / f;$$

где <u>w</u> — угол наклона луча от изображаемой точки.

Величины аберраций астигматизма и длины пятна комы параболического зеркала равны при угле наклона луча к оптической оси w = 0.187D/f [рад].

При относительных отверстиях 1,2; 1 и 0,8, характерных для оптических систем приборов самонаведения ЛА, астигматизм параболического зеркала достигает комы при угле наклона луча 0,225 рад (~13°), 0,187 рад (~11,7°) и 0,15 рад (~8,6°). Следовательно, в оптических однозеркальных параболических системах следящих приборов самонаведения с одноэлементным приемником лучистой энергии, где максимальный угол наклона полевого луча к оптической оси не превышает 4...6°, влияние астигматизма существенно меньше, чем комы.

В оптических системах с многоэлементными приемниками излучения, а также в измерительных приборах самонаведения ЛА угол наклона луча к оптической оси может достигать 30...50°. В этом случае влияние астигматизма значительно и его уменьшают применением приемников излучения и анализаторов изображения криволинейной формы, а при необходимости и коррекционных оптических элементов, как это сделано в теплопеленгаторе Codes (см. гл. 6). Смещением входного зрачка в фокус параболического зеркала астигматизм можно уменьшить практически до нуля [5].

Существенными недостатками однозеркальных оптических систем являются трудность аберрационной коррекции, а также необходимость установки анализатора изображения и приемника лучистой энергии перед зеркалом на пути лучистого потока от цели. Детали привода анализатора и корпус приемника и его охлаждающего устройства в этом случае не пропускают часть излучения, снижая тем самым эффективный размер отверстия оптической системы. Поэтому установка приемника с охлаждающим устройством, имеющего значительные габариты, в однозеркальной системе вообще недопустима. Более удобным в этом смысле является двухзеркальная оптическая система. В простейшем виде его схема состоит из основного вогнутого зеркала с отверстием в центральной зоне и второго зеркала, называемого контррефлектором (рис. 7.6). При этом приемник излучения устанавливается за основным зеркалом.

Контррефлектор может быть плоским или криволинейным. Во втором случае расширяются возможности коррекции аберраций всей системы в целом. Так, например, схема на рис. 7.6 позволяет удовлетворительно компенсировать сферическую аберрацию. При параболическом основном отражателе можно применять плоский контррефлектор. Важным конструктивным преимуществом двухзеркальных оптических систем являются их меньшие габариты вдоль оси, что позволяет значительно сократить габариты всего прибора.





Рис. 7.6. Схема зеркальной оптической системы:

1 — контррефлектор; 2 — основное зеркало; 3 — плоскость расчета анализатора изображения; 4 — приемник лучистой энергии Рис. 7.7. Схема двухзеркальной оптической системы с коническим зеркальным конденсатором:

 – выпуклое зеркало; 2 – вогнутое зеркало;
входное отверстие; 4 – конический зеркальный конденсор («ловушка»); 5 – ПЛЭ;
6 – модулирующий растр

Для бортовых приборов самонаведения и наведения ЛА это очень важно.

Основным недостатком схемы на рис. 7.6 является необходимость совмещения в одной плоскости изображения диска с модулирующим растром и приемника лучистой энергии, что вызывает конструктивные трудности. От этого недостатка свободно устройство (рис. 7.7), состоящее из выпуклого первого зеркала, второго вогнутого зеркала с отверстием и конического зеркального конденсора, названного «световой ловушкой». Конический зеркальный конденсора, названного «световой ловушкой». Конический зеркальный конденсора установлен в расходящемся лучистом потоке за эквивалентным фокусом системы и предназначен для собирания лучей на приемник излучения. Система имеет две плоскости изображения, в которых конструктивно независимо устанавливают диск модулирующего растра и приемник излучения.

По схеме, приведенной на рис. 7.7, например, построена оптическая система зарубежной инфракрасной головки самонаведения типа «Кребс». Общее поле зрения оптической системы составляет 45°, но эффективна система только в пределах поля зрения до 20°. На краю поля зрения резко возрастает виньетирование и увеличивается кружок аберрационного рассеяния.

Возможности улучшения аберрационных качеств зеркальных систем ограничиваются малым количеством коррекционных параметров. Лучшего качества зеркальных систем можно достигнуть применением асферических оптических поверхностей, широкое распространение которых сдерживалось отставанием в области создания технологических процессов их изготовления и контроля. В последние годы в этой области имеются практические достижения, открывающие перспективы широкому применению асферических зеркальных систем.

Существенным недостатком зеркальных оптических систем являются вынужденное экранирование центральной части лучи-

стого потока, падающего на ОЭП от цели, а также необходимость их герметизации дополнительным прозрачным защитным элементом.

# Зеркально-линзовые системы

Зеркально-линзовые системы обладают большим по сравнению с зеркальными системами количеством коррекционных параметров, так как добавляется показатель преломления и дисперсия прозрачного материала линз.

В последние годы создано значительное количество вполне удовлетворительных по качеству материалов, прозрачных в инфракрасной области. Их свойства рассматриваются в следующем разделе. Прозрачные материалы линз можно использовать в качестве фильтров, ограничивающих рабочую полосу длин волн лучистой энергии. В некоторых случаях в зеркально-линзовых системах полезно применять зеркала с внутренним отражающим слоем, которые одновременно являются и коррекционной линзой.

Наиболее естественными для узкопольных несканирующих оптико-электронных приборов самонаведения и пеленгаторов, в которых сканирование выполняется без качания объектива относительно защитного элемента, зеркально-линзовыми системами являются схемы, в которые в качестве первичной линзы включается прозрачный защитный элемент в виде сферического обтекателя, представляющий собой мениск. В этом случае положительную сферическую аберрацию мениска можно использовать для компенсации отрицательной сферической аберрации основного сферического зеркала или системы сферических зеркал. Эта идея принадлежит советскому оптику Д. Д. Максутову, который в 1941 г. разработал теорию посистем. Теория строения менисковых зеркально-линзовых Д. Д. Максутова позволяет рассчитать для коррекции сферической аберрации зеркал сферические мениски, близкие к ахроматическим. Эти мениски характерны тем, что разность  $\Delta R$  радиусов кривизны их поверхностей и их осевая толщина do гораздо меньше каждого радиуса.

Основное уравнение ахроматизации мениска имеет вид

$$\Delta R/d_{\rm o} \simeq (n^2 - 1)/n^2.$$

Д. Д. Максутовым установлено, что коррекционные мениски при отношении  $\Delta R/d_0$ , близком к 0,7, вносят одинаковую положительную сферическую аберрацию практически независимо от показателя преломления, т. е. типа оптической среды, а при  $\Delta R/d_0 \simeq 0.6$  вносят одинаковую весьма малую сходимость в параллельный пучок, сохраняя неизменной фокусировку, также независимо от показателя преломления. Для оптимальных значений отношения  $\Delta R/d_0 = 0.6...0,7$  уравнение ахроматизации коррекционных менисков наилучшим образом удовлетворяется при значениях показателя преломления n = 1.58...1,83. Следовательно, по аберрационным условиям коррекционные мениски лучше всего изготовлять из оптических материалов с показателем преломления, лежащим в указанном диапазоне.

8 Лазарев Л. П.



-Рис. 7.8. Схема простейшей зеркально линзовой оптической системы:

1 — менисковый сферический обтекатель; 2 — вогнутое сферическое зеркало; 3 приемник лучистой энергии; 4 — плоскость растра анализатора изображения



Рис. 7.9. Схема зеркально-линзовой оптической системы с контррефлектором:

1 — менисковый сферический обтекатель-2 — сферическое зеркало; 3 — контррефлектор; 4 — плоскость растра анализатора изображения; 5 — приемник лучистой энергии; 6 — входное отверстие

Для изготовления защитных колпаков приборов самонаведения ЛА в соответствии с предъявляемыми оптическими, тепловыми, механическими, физико-химическими и экономическими требованиями можно применять прозрачные материалы, показатель преломления которых находится в диапазоне, оптимальном по аберрационным условиям. Такими материалами являются оптические обычные и специальные стекла, оптические керамики, плавленый кварц, синтетический сапфир, окись магния (периклес), алюминат кальция, фтористый магний (иртран-1) и др.

Простейшая менисковая зеркально-линзовая оптическая система теплопеленгаторов и измерительных приборов самонаведения ЛА состоит из менискового сферического защитного колпака и вогнутого сферического зеркала с внешним отражающим покрытием (рис. 7.8). Менисковый обтекатель (по схеме Д. Д. Максутова) представляет собой систему с осевой толщиной  $d_0$ , превышающей разность величин радиусов  $\Delta R = R_1 - R_2$  примерно в 1,4...1,7 раза. По условиям технологии изготовления и прочности рекомендуется принимать осевую толщину обтекателя  $d_0 \simeq 0,1D$ .

При коррекции оптической системы в отношении комы следует исходить из общеизвестного положения, что кома сферического зеркала уменьшается при перемещении входного зрачка системы к центру кривизны его отражающей поверхности.

Таким образом, даже самая простая менисковая зеркально-линзовая оптическая система по своим аберрационным качествам значительно превосходит подобные по сложности линзовые и зеркальные схемы. Использование в качестве коррекционного мениска сферического обтекателя создает ряд дополнительных конструктивных, экономических и эксплуатационных преимуществ вследствие уменьшения габаритов, количества оптических деталей и потерь на прохождение в оптической системе, а также удобства компоновки. Для уменьшения осевых габаритов оптическая система дополняется плоским контррефлектором (рис. 7.9). Сферическая и хроматическая аберрации осевых пучков при введении плоского контррефлектора не изменяются. Установка контррефлектора увеличивает потери идущей от цели лучистой энергии вследствие увеличивает диафрагмирования в центре обтекателя по сравнению с простейшей схемой (см. рис. 7.8) и дополнительных потерь при отражении на контррефлекторе.

При расчете оптических систем следящих приборов самонаведения нужно иметь в виду, что для обеспечения идентичности прохождения сквозь обтекатель пучков от цели во всем диапазоне углов прокачки координатора полезно сферический обтекатель делать концентричным и располагать центр кривизны его поверхности в центре входного зрачка. В противном случае нужно проводить поверочный расчет прохождения главных полевых лучей и оценивать допустимость вносимого обтекателем искажения в направление линии цели по всему полю обзора.

Более высокое качество коррекции аберраций в зеркально-линзовых системах достигается применением зеркал с внутренним отражающим слоем, действующих одновременно и как корригирующие линзы, в сочетании с коррекционными линзами, устанавливаемыми вблизи фокальной плоскости всей системы. Благодаря этому методу удалось значительно снизить стоимость оптических систем, сократить их габариты и повысить оптический к. п. д. и аберрационные свойства.

На рис. 7.10 приведена узкопольная оптическая система, улучшенная по аберрационным показателям и основным характеристикам в результате введения зеркала с внутренним отражающим покрытием и корригирующей положительной линзы. Обтекатель этой системы изготовлен из алюмината кальция, основное зеркало и корригирующая линза — из трехсернистого мышьяковистого стекла. Контррефлектор имеет внешнюю плоскую отражающую поверхность.

Основное сферическое зеркало с внутренней отражающей поверхностью позволяет достаточно хорошо корригировать его сферическую аберрацию противоположной по знаку сферической аберрацией обтекателя с концентричными сферическими поверхностями. Однако зеркало вносит хроматическую аберрацию, составляющую примерно половину угловой величины кружка аберрационного рассеяния всей системы. Корригирующая линза за контррефлектором позволяет удовлетворительно компенсировать хроматическую аберрацию основного зеркала и аберрации наклонных пучков. Разрешающая способность рассматриваемой оптической системы, т. е. угловая величина кружка рассеяния при наклоне пучка к оптической оси на угол  $w = 2^{\circ}$  равна около 2 мрад.

Для расширения коррекционных возможностей узкопольной оптической системы без дальнейшего увеличения количества деталей можно применять менисковый контррефлектор с внутренним зеркальным слоем и двумя сферическими поверхностями. Основное зеркало в этом случае выполняется сферическим с наружным отражающим



Рис. 7.10. Схема зеркально-линзовой оптической системы с зеркалом внутреннего отражения:

I — обтекатель; 2 — сферическое зеркало с внутренней отражающей поверхностью; 3 — плоский контррефлектор; 4 — корригирующая линаа; 5 — плоскость анализатора изображения; 6 — приемник лучистой энергии; 7 — входное отверстие



Рис. 7.11. Схема зеркально-линзового преобразующего устройства с коррекционным контррефлектором, имеющим сферические поверхности и внутреннее отражение:

1 — обтекатель; 2 — сферическое зеркало с наружным отражением; 3 — контррефлектор; 4 — корригирующая линза; 5 плоскость анализатора изображения; 6 приемник лучистой энергии; 7 — входное отверстие

слоем (рис. 7.11). Менисковый контррефлектор благодаря его особым коррекционным свойствам при расположении между основным зеркалом и фокальной плоскостью обладает широкими коррекционными возможностями в отношении сферической аберрации и комы основного зеркала и обтекателя. Поэтому можно выбирать форму обтекателя вне связи с необходимостью компенсировать сферическую аберрацию основного зеркала.

Особые коррекционные свойства менискового зеркала объясняются тем, что можно, сохраняя постоянной его оптическую силу и только изменяя степень его вогнутости, при постоянном астигматизме уменьшить кому и сообщить сферической аберрации любые знак и величину в достаточно широких пределах. Это возможно потому, что с изменением степени вогнутости менискового зеркала сферическая аберрация сначала уменьшается до нуля, а потом возрастает с другим знаком.

Обтекатель выполняют с концентричными сферическими поверхностями из плавленого кварца. Менисковый контррефлектор и корригирующую линзу изготовляют из трехсернистого мышьяковистого стекла. Корригирующая линза используется для дополнительного исправления аберраций наклонных пучков. Рассмотренная оптическая система дает кружок рассеяния с угловой величиной около 1 мрад при угле наклона пучка от оптической оси  $w = 2^\circ$  и около 4 мрад при  $w = 4^\circ$ .

Для широкопольных оптических систем приборов самонаведения ЛА рекомендуется схема со сферическим основным зеркалом и плоским контррефлектором, покрытыми наружными отражающими слоями, со сферическим концентричным защитным колпаком и корригирующей линзой в виде сильно вогнутого положительного меРис. 7.12. Схема широкопольной зеркально-линзовой оптической системы с положительной менисковой корригирующей линзой:

а — смещенный входной зрачок; б — входной зрачок в обычном положении

ниска, центры кривизны сферических поверхностей которого расположены вблизи центра входного отверстия всей системы (рис. 7.12). При такой схеме корригирующий мениск вносит минимальные аберрации в наклонных пучках, что способствует расширению поля зрения системы. Оптическая система с несколько меньшим



относительным отверстием 1 : 1,2, выполненная по схеме на рис. 7.12, не имеет сферической и хроматической аберрации и дает кружок рассеяния с угловым размером около 1,2 мрад при угле наклона пучка к оси  $w = 6^{\circ}$  и около 2,5 мрад при  $w = 12^{\circ}$ . Некоторое улучшение аберрационных качеств этой зеркально-линзовой системы достигается переносом входного зрачка из общепринятого положения (б) у основного зеркала вперед в положение (a), указанное на рис. 7.12. Однако в этом случае диаметр входного зрачка приходится делать меньше диаметра основного зеркала. Подобная оптическая система с входным зрачком у основного зеркала дает кружок рассеяния при углах наклона пучка w = 6 и 12° соответственно размером 2,3 и 8 мрад.

Хорошие качества зеркально-линзовых систем приборов самонаведения достигаются при применении асферических поверхностей, свободных от сферических аберраций. При этом для обеспечения определенных аберрационных качеств требуется меньшее количество корригирующих оптических деталей, чем при сферических поверхностях. Это позволяет сократить потери на прохождение лучистой энергии, габариты, массу и стоимость оптической системы и тем самым создает условия, упрощающие конструктивные решения других блоков прибора. Например, уменьшение массы и габаритов оптической системы в случае ее подвески на стабилизированной платформе гироблока упрощает конструкцию и повышает точность его действия.

Оптические системы с асферическими поверхностями, соответствующие по качеству требованиям, предъявляемым к приборам самонаведения ЛА, можно выполнить при правильном расчете и высоком качестве изготовления из минимального количества деталей (часто не более двух) и без применения корригирующих линз или зеркал с внутренним отражающим слоем, работающих в проходящих лучистых потоках. Применение дополнительных прозрачных корригирующих деталей в оптических системах приборов самонаведения крайне нежелательно из-за ограниченности выбора оптических материалов для инфракрасной области излучения, а также в связи с недопустимостью больших потерь на прохождение в оптических устройствах пассивных приборов самонаведения. Последнее поло-



Рис. 7.13. Схема зеркально-линзовой оптической системы с параболическим основным зеркалом

жение очевидно, так как пассивное излучение цели может быть очень слабым.

Технология изготовления асферических поверхностей с необходимым качеством контура и малыми местными отклонениями в инфракрасной области проще, чем в световой, так как требования

к качеству поверхности в длинноволновой части излучения ниже. Поэтому, например, удовлетворительное качество изготовления асферических зеркал оптических систем инфракрасных приборов самонаведения достигается шлифованием и полированием, а при асферической поверхности малом отклонении от сферы методом вакуумного напыления, неравномерного толщине ПО слоя.

Примером применения асферических поверхностей зеркал является оптическая система американской инфракрасной головки самонаведения типа «Сайдуиндер», в которой основное зеркало выполнено параболическим (рис. 7.13). Эта оптическая система по количеству оптических деталей эквивалентна схеме на рис. 7.9 со сферическим основным зеркалом, но имеет лучшую аберрационную коррекцию.

Кома параболического зеркала не может быть корригирована за счет осевого смещения входного отверстия, так как она не зависит от его расположения и эквивалентна коме сферического зеркала, установленного во входном зрачке. В схеме на рис. 7.13 входной зрачок совпадает с параболическим зеркалом. Основным достоинством этой схемы является ее компактность и малая масса, что удобно при подвеске основных деталей оптической системы и приемника лучистой энергии на гироскопе. В этой системе f' = 80 мм, диаметр основного зеркала — 89 мм и угол поля зрения равен 4°.

При проектировании оптических систем приборов самонаведения для повышения чувствительности ПЛЭ нужно стремиться уменьшить размеры его чувствительной поверхности. Это в частности достигается применением иммерсионных конденсоров из оптических материалов с высоким показателем преломления, например, германия или кремния. Конденсор можно выполнить сферическим или лучше асферическим. Приемник наклеивается на заднюю поверхность конденсора. Для предохранения чувствительная поверхность ПЛЭ покрывается защитной пленкой из материала, прозрачного в рабочем спектральном диапазоне прибора.

Многие зеркально-линзовые системы рассчитаны на установку ПЛЭ впереди основного отражателя в непосредственной близости от плоскости анализатора изображения. Такая компоновка создает затруднения в применении охлаждаемых приемников, имеющих большие габариты и связанных коммуникациями охлаждающего устройства с задней частью прибора самонаведения. В связи с созданием охлаждаемых приемников возникла необходимость в опти-



Рис. 7.14. Схема зеркально-линзовых широкопольных оптических систем с задней установкой охлаждаемых приемников лучистой энергии:

1 — Дополнительная линза; 2 — зеркальная коническая ловушка; 3 — охлаждаемый приемник излучения; 4 — конический светопровод; 5 — иммерсионная линза

ческих системах приборов самонаведения, рассчитанных на установку приемника за основным отражателем.

В таких зеркально-линзовых оптических системах целесообразно оставить анализирующий элемент на прежнем месте, а для переноса изображения к ПЛЭ, установленному за основным зеркалом, дополнить систему конденсором. Увеличение расстояния между растром модулятора и приемником также уменьшает по квадратичному закону интенсивность создающего шума облучения чувствительной площадки приемника от нагретого диска модулятора. Нагревание диска модулятора, задерживающего, как правило, не менее половины падающей на него лучистой энергии (см. гл. 8), происходит не только за счет полезного потока от цели, но и за счет излучения фонов и активных помех, а также радиации от раскаленного аэродинамическим сверхзвуковым потоком обтекателя и других нагретых деталей оптико-механической системы (фильтры, бленды, линзы, зеркала, детали крепления оптики и т. д.).

В качестве примера приведем оптическую систему с задним расположением большого по габаритам ПЛЭ, построенную на базе высококачественной зеркально-линзовой схемы, которая приведена на рис. 7.12, с дополнением ее линзой (рис. 7.14, *a*) или конической ловушкой (рис. 7.14, *б* и *в*). Пунктирными линиями показаны примерные контуры охлаждающих приемников. На схемах, приведенных на рис. 7.14, *б*, *в* и *г*, условно показана только часть оптической системы. Коническую ловушку можно выполнить или в виде полого конуса с внутренним зеркальным слоем (рис. 7.14, *б*), или в виде конического светопровода (см. рис. 7.14, *в*).

Наиболее выгодно делать коническую ловушку иммерсионной или применять вместо нее полусферическую иммерсионную линзу (см. рис. 7.14, г), нанося чувствительный слой на их выходной торец, и применять для них оптически прозрачный материал с высоким показателем преломления, что обеспечивает минимальные размеры чувствительной площадки ПЛЭ. Это обеспечивает наименышие шумы ПЛЭ из-за неоднородности свойств чувствительного слоя, а следовательно, и наивысшую чувствительность приемника.

Аберрационные требования к дополнительной линзе и иммерсионной линзе при применении одноэлементного приемника лучистой энергии значительно ниже, чем к основной части оптической системы, формирующей точечное изображение в плоскости анализатора. Это положение очевидно, так как угловой размер площадки ПЛЭ, соответствующий величине мгновенного поля зрения прибора самонаведения, в несколько раз превышает угловой размер кружка рассеяния в плоскости анализатора.

Если применить полусферическую иммерсионную линзу, выполненную из материала с показателем преломления *n*, то размеры ПЛЭ для приема лучистого потока в пределах такого же мгновенного поля зрения, как в оптической системе без иммерсионной линзы, уменьшается в *n* раз по обеим координатам. Так как величина лучистого потока при этом сохраняется, то приближенно сохраняется и величина полезного сигнала. Уменьшение падающего на приемник лучистого потока и выходного сигнала ПЛЭ, происходящее в связи с потерями при преломлении и прохождении в иммерсионной линзе. незначительно. Сигнал от внутренних шумов уменьшится в связи с уменьшением площади чувствительного слоя приемника в  $\sqrt{S_n}$ раз, т. е. в *п* раз. Это легко показать на основании закона преломления на границе воздуха и среды с показателем преломления n. Следовательно, при применении полусферической иммерсионной линзы отношение сигнала к шуму и обнаружительная способность ОЭП возрастают в n раз. Чем больше показатель преломления материала иммерсионной линзы, тем большего увеличения чувствительности ОЭП можно достигнуть.

Еще больший эффект можно получить при применении гиперполусферической иммерсионной линзы, которая позволяет уменьшить размеры приемника лучистой энергии в n<sup>2</sup> раз и увеличить отношение сигнала к шуму и обнаружительную способность приближенно в n<sup>2</sup> раз. Применение гиперполусферической иммерсионной линзы при выполнении условий апланатизма возможно только в оптических системах с относительным отверстием не более 2: n [19]. Так как у оптических систем приборов самонаведения относительное отверстие, как правило, равно примерно 1 : 1, то для иммерсионных гиперполусферических линз целесообразно применять материалы с  $n_{\rm max} \simeq 2$ . Следовательно, полусферическая иммерсионная линза из германия с n = 4 в светосильных оптических системах дает такой же эффект в повышении чувствительности приборов самонаведения, как гиперполусферическая иммерсионная линза из материала с предельно допустимым показателем преломления  $n_{\text{max}} = 2$ . Конструктивно и технологически применение полусферической линзы более предпочтительно. Применение иммерсионных линз позволяет уменьшить только внутренние шумы приемника лучистой энергии и не влияет на величину шумов, созданных падающими на ПЛЭ радиационными потоками от внешних помех.

Материал иммерсионных линз должен быть диэлектриком, чтобы не закорачивать приемник излучения, не должен химически взаимодействовать с чувствительным слоем и должен обладать свойствами теплового расширения, одинаковыми со свойствами чувствительного слоя ПЛЭ. Наиболее распространены в качестве иммерсионных материалов титанат стронция, германий и трехсернистое мышьяковистое стекло с показателями преломления соответственно примерно 2,2; 4 и 2,5.

## Расчет конструктивных параметров оптической системы с конденсором

Дополнительная линза или коническая ловушка в схемах, приведенных на рис. 7.14, выполняет роль конденсора, собирающего пучок лучей на площадку ПЛЭ. Конденсор целесообразно ставить в фокальной плоскости объектива. В фокальной плоскости объектива установлен растр анализатора изображения, поэтому конденсор нужно ставить в непосредственной близости после растра анализатора изображения. Размеры отверстия конденсора нужно рассчитывать исходя из того, чтобы он собирал на чувствительную площадку приемника минимально возможных размеров весь лучистый поток, проходящий через входное отверстие прибора от цели, которая расположена в любой точке поля зрения оптической системы.

Принципиально в схеме с конденсором можно применить как зеркальные, так и линзовые объектив и конденсор, поэтому обозначим их в обобщенной схеме на рис. 7.15 условно действующими отверстиями. Однако будем иметь в виду, что в инфракрасных приборах самонаведения ЛА, как это следует из проведенного рассмотрения оптических систем, наиболее перспективен зеркально-линзовый вариант. Обозначим в схеме на рис. 7.15:

D — диаметр действующего отверстия объектива;

*D*<sub>п</sub> — диаметр чувствительной площадки ПЛЭ;

- D<sub>R</sub> диаметр действующего отверстия конденсора; w<sub>max</sub> половина максимального угла поля зрения оптической системы;
- f' и f'<sub>к</sub> фокусные расстояния объектива и конденсора;
  - z и z' расстояния от фокусов конденсора до главной плоскости объектива и ПЛЭ:
    - a' расстояние от главной плоскости конденсора до ПЛЭ;

Δ — расстояние от заднего фокуса объектива до переднего фокуса конденсора;

АИ и ПЛЭ - плоскости установки растра анализатора изображения и ПЛЭ.

Положение плоскости ПЛЭ найдем, используя уравнение Ньютона.  $zz' = -(f'_{\kappa})^2$ . Заменяя в уравнении Ньютона z и z' через известные расстояния, най-

дем для расчета положения приемника формулу

$$a' = f'_{\kappa} (f' + \Delta + f'_{\kappa})/(f' + \Delta).$$

Действующее отверстие конденсора является полевой

Рис. 7.15. Схема обобщенной оптической системы с конденсором



диафрагмой и должно пропускать всю лучистую энергию, упавшую на входное отверстие параллельным пучком под максимальным углом поля зрения  $\omega_{max}$ . При этом  $D_{\kappa}$  определяется уравнением

$$D_{\kappa} = 2 \left( f' + f'_{\kappa} + \Delta \right) \operatorname{tg} w_{\max} + \left( f'_{\kappa} + \Delta \right) D/f'.$$

Минимальные размеры площадки приемника достигаются при его установке в выходном зрачке оптической системы. Тогда его размер равен изображению действующей диафрагмы объектива через конденсор. Из схемы очевидна формула

$$D_{\pi} := Da'/(f' + f'_{\kappa} + \Delta).$$

Если в приборе самонаведения применяется многоэлементный ПЛЭ, то он по угловым размерам соответствует всему полю зрения оптической системы, т. е. имеет большие габариты. Его размещают, особенно при наличии охлаждающего устройства, также за основным зеркалом. При этом разрешающая способность оптической системы должна быть такой же высокой, как в плоскости анализатора изображения при одноэлементном приемнике. Функции растра анализатора изображения выполняются самим многоэлементным приемником. Но и в этом случае нужен модулирующий растр для превращения постоянных лучистых сигналов в прерывистые. Обработка прерывистых сигналов в электронных трактах имеет ряд общеизвестных преимуществ, характерных для переменного тока.

# Светозащитные бленды

Чтобы предотвратить прохождение в оптической системе паразитных лучистых потоков, необходимо установить соответствующие диафрагмы и бленды. При этом нужно иметь в виду, что бленды и их крепежные детали при установке в непараллельных пучках могут создавать местное виньетирование, которое нарушит однородность условий прохождения лучей по всему полю зрения и может привести к появлению неравномерности облучения приемника и дополнительным шумам.

Применяются сотовые и цилиндрические бленды. Сотовая бленда представляет собой геометрическую фигуру, состоящую из параллельных шестигранных светопроводов (рис. 7.16). Сотовые бленды применяются в узкопольных оптических системах с максимальным углом поля зрения  $2w_{\text{max}} \ll 1^{\circ}$ . При этом виньетирование лучистой энергии в бленде не превышает 30%.

Цилиндрическая бленда схематически представлена на рис. 7.17. На внутренней цилиндрической поверхности установлено несколько диафрагм так, что они образуют ряд световых карманов. Кромка внутреннего отверстия диафрагм делается острой, чтобы от нее не было значительного отражения лучистой энергии в сторону ПЛЭ. Обычно ширина кромки делается не более 5 мкм. Между линией поля зрения бленды, соединяющей кромки двух крайних диафрагм, и кромками внутренних диафрагм делается зазор по радиусу  $\Delta r =$ = 1,5 ... 2 мм, чтобы внутренние диафрагмы свободно пропускали крайний полевой луч.





Рис. 7.16. Схема сотовой бленды

Рис. 7.17. Схема цилиндрической бленды: 20 — угол поля зрения бленды; Фбл — угол бленды; аа — линия поля зрения бленды

Диафрагмы устанавливаются так, чтобы каждый луч, упавший на прибор под углом к оси системы  $\varphi > \varphi_{6,r}$ , не падал на первую оптическую поверхность прибора, не претерпев менее трех отражений от черненых стенок световых карманов бленды ( $\varphi_{6,r}$  — угол бленды, т. е. полевой угол крайнего луча, проходящего через бленду прямолинейно). При коэффициенте отражения на внутренних поверхностях бленды до 0,03 и при количестве отражений луча в бленде не менее 3 раз лучистый поток ослабляется в 10<sup>5</sup> раз. Например, освещенность от Солнца на первой оптической поверхности прибора с величины 10<sup>5</sup> лк при прямой засветке уменьшается в такой цилиндрической бленде до 1 ... 5 лк.

Когда паразитная засветка первых оптических поверхностей прибора не гасится в достаточной степени простой цилиндрической блендой, применяют двойные цилиндрические бленды (рис. 7.18). Здесь по сравнению со схемой на рис. 7.17 дополнительно установлена цилиндрическая бленда со световыми карманами на внешней стороне корпуса. Это обеспечивает большее количество отражений лучей на гасящих поверхностях, как это показано на примере хода луча на рис. 7.18.

Облученность в плоскости анализа изображения от засвеченных поверхностей оптической системы ОЭПС обычно определяется как

облученность от первых 3 ... 4 поверхностей. При этом принимается, что эти поверхности засвечиваются рассеянным излучением OT бленды практически одинаково. При ЭТОМ облученность пло-В

Рис. 7.18. Двойная цилиндрическая бленда



скости анализа изображения от засвеченных оптических поверхностей

$$E_{\mathfrak{s}} = \eta_{\mathsf{ont}\ \lambda} \sin^2 \sigma'_{A'} \sum_{1}^{n} \sigma_{\lambda i} E_{\mathfrak{s} i},$$

где  $\eta_{\text{опт }\lambda}$  — спектральный к. п. д. оптической системы;  $\sigma'_{A'}$  — задний апертурный угол оптической системы;  $\sigma_{\lambda i}$  — спектральный показатель диффузного рассеяния засвеченных оптических поверхностей; n — количество засвеченных поверхностей;  $E_{3i}$  — энергетическая освещенность поверхностей, засвеченных рассеянным светом от бленд.

# Защитные элементы оптических систем бортовых приборов

Защитные элементы оптических систем бортовых приборов наведения и самонаведения предназначены для предохранения внутренней области приборов от воздействия внешней среды. Если прибор установлен в остекленной герметизированной кабине, то защитный элемент должен отвечать обычным требованиям, предъявляемым к защитным стеклам оптических приборов. При этом защитным элементом может быть плоскопараллельная прозрачная для соответствующего излучения пластина или любая первая деталь (линза, призма) оптической системы.

Защитные элементы (обтекатели) инфракрасных пеленгаторов, устанавливаемых в носовой части пилотируемых ЛА, и инфракрасных головок самонаведения, устанавливаемых в головной части управляемых снарядов, как правило, подвергаются воздействию сверхзвуковых встречных воздушных потоков. Для улучшения условий обтекания сверхзвуковых ЛА их голов-

Для улучшения условий обтекания сверхзвуковых ЛА их головная часть должна иметь форму острого конуса (см. разд. 3.4). Обтекатели в виде прозрачного полого острого конуса из-за больших аберраций и особенностей воздействия на различно наклоненные лучистые потоки не получили распространения на практике. Преломление лучей в прозрачном полом конусе существенно изменяется с вариациями угла их наклона к оси конуса и расстояния точки их падения на поверхность конуса от его оси. Это неблагоприятно влияет на работу приборов самонаведения при сканировании лучом пространства предметов.

По аналогичным причинам малоприменимы для обтекателей формы параболоида, эллипсоида, гиперболоида и других пространственно несимметричных тел вращения. Наиболее распространены за рубежом обтекатели пирамидальной и сферической формы. Пирамидальные обтекатели создают большие потери лучистой энергии на отражение, но более совершенны по аэродинамическим свойствам. Они выполняются из плоскопараллельных пластинок, закрепленных в металлической раме, составляющей ребра пирамиды, или склеенных оптическим клеем. Первая конструкция более предпочтительна по прочности и герметичности, но часть ее поверхности непрозрачна. Это снижает коэффициент полезного действия оптической системы.



Рис. 7.19. Пирамидальный обтекатель головки самонаведения снаряда «Файрстрик»



Рис. 7.20. Схема головной части снаряда с прозрачным сферическим обтекателем:

1 — обтекатель; l<sub>OM</sub>— длина оживальной части; D<sub>CH</sub> — днаметр снаряда

Различные свойства металлической рамы и прозрачных пластин в отношении теплопроводности, теплоемкости и излучательной способности приводят к созданию неравномерного инфракрасного излучения от отдельных элементов обтекателя в сторону ПЛЭ и к созданию существенных помех. Для исключения или уменьшения влияния этих помех необходимо применять более сложные анализаторы изображения, спектральные приемники излучения с узкой полосой чувствительности и фильтры в электрическом усилительном тракте. Эти усложнения снижают дальность действия прибора и удорожают его. Поэтому наилучшей конструктивной формой пирамидального обтекателя следует считать практически полностью прозрачную клееную пирамиду. Примером такого решения является обтекатель прибора самонаведения английского управляемого снаряда «Файрстрик» класса «воздух-воздух» (рис. 7.19). Решение этой задачи в первую очередь зависит от качества оптического клея и технологического процесса склеивания торцов прозрачных треугольных пластин. Пирамидальные клееные обтекатели в меньшей степени подвержены обледенению, чем обтекатели с рамами.

Сферический обтекатель (рис. 7.20) менее выгоден по аэродинамическим условиям обтекания, так как он имеет большое лобовое сопротивление и создает значительные потери в скорости ЛА. Обтекание сферического колпака встречным потоком воздуха сопровождается большим нагревом самого обтекателя и увеличением его инфракрасного излучения в сторону приемника излучения. Однако ввиду симметрии и однородности сферического обтекателя его излучение можно отделить от полезного сигнала в анализаторе изображения более простыми средствами, чем при применении пирамидального обтекателя рамной конструкции. Вследствие этого сферические обтекатели успешно применяются на практике в ЛА с коэффициентом удлинения (отношение длины оживальной части ЛА к его диаметру) свыше двух. При коэффициенте удлинения менее двух лобовое сопротивление сферического обтекателя велико. Имеются примеры применения сферических обтекателей в ОЭПС ракет с цилиндрической головной частью без оживального конуса («Сайдуиндер», «Фолкон») при скоростях ракет, соответствующих М <2... 3.

Сферический обтекатель по своему действию на проходящий лучистый поток эквивалентен линзе, что является положительным качеством. Если его сферические поверхности концентричны, то он действует как отрицательная линза. Это свойство сферического обтекателя позволяет использовать его как менисковую оптическую систему для коррекции сферической оберрации основного зеркала объектива сферической формы. При применении обтекателей пирамидальной или другой формы с плоскопараллельными прозрачными слоями в целях коррекции сферической аберрации основного сферического зеркала системы необходимо выполнять его в виде менисковой линзы с внутренним отражающим слоем или вводить в преобразующую оптическую систему дополнительную корригирующую линзу.

Материалы для обтекателей должны пропускать с минимальными потерями лучистую энергию рабочего диапазона длин волн. Материал обтекателя должен обладать высокой теплопроводностью, теплоемкостью и излучательной способностью во внешнюю среду, чтобы при аэродинамическом обтекании нагрев обтекателя был минимальным и равномерным, а его теплоотдача во внешнюю воздушную среду и корпус снаряда максимальна. В противном случае обтекатель нагревается до очень высокой температуры и мощность его собственного излучения в направлении ПЛЭ создаст существенные помехи.

К материалу обтекателя предъявляются высокие требования в отношении изотропности и однородности. Разные свойства материала обтекателя в различных направлениях при пропускании излучений привели бы к недопустимым искажениям характера излучения цели и фонов. Анизотропность тепловых и излучательных свойств материала обтекателя может привести к большой неравномерности его нагрева, к температурным деформациям и вследствие этого к искажению характера преобразования лучистого потока и даже к разрушению самого обтекателя. Неравномерности и построение включения в среде обтекателя приводит к местным потерям лучистой энергии, что сопровождается нарушением однородности проходящего потока электромагнитной энергии и возникновением помех вследствие дополнительного излучения от различно нагретых неоднородностей и включений в обтекателе.

Материал обтекателя должен обладать высокой сопротивляемостью в отношении механических и тепловых воздействий встречного воздушного потока и влияния химических веществ, содержащихся в атмосфере. Так как обтекатель прибора наведения или самонаведения является прозрачной оптической деталью, его поверхности должны хорошо шлифоваться и полироваться в условиях серийного оптического производства.

При изложении сведений о материалах для обтекателей в тексте приводятся только специфические для данного материала характеристики, а значения основных параметров сведены в табл. 1 приложения.

В световой и ближней инфракрасной области спектра длин волн до 3 мкм всем изложенным выше требованиям хорошо отвечают обычные оптические стекла. Плавленый кварц SiO<sub>2</sub>, применяемый на длинах волн до 4,5 мкм, обладает хорошими свойствами в отношении изотропности, тепловых, механических и химических воздействий, хорошо обрабатывается. Его коэффициент теплового расширения очень низкий 0,55 · 10<sup>-6</sup> 1/K, т. е. в 8 ... 20 раз меньше значения коэффициента теплового расширения оптического стекла и в несколько десятков раз ниже, чем у многих других материалов инфракрасной области. Кварц, мало деформируясь при изменении температуры, наиболее стабильно сохраняет форму оптических деталей и вносит минимальные искажения в проходящий лучистый поток.

Синтетический сапфир  $Al_2O_3$  обладает высокими механическими тепловыми и противокоррозионными свойствами и имеет коэффициент пропускания при просветлении около 0,94 при длине волны до 4 мкм и 0,5 при  $\lambda = 6$  мкм. Синтетический сапфир сохраняет прозрачность при  $\Theta < 800$  К. Твердость  $Al_2O_3$  близка к твердости алмаза и сохраняется до температуры около 2100 К. Синтетический сапфир выращивается в виде шестигранных кристаллов.

Трехсернистый мышьяк As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> представляет собой однородное аптикоррозионное нетоксичное твердое стекло со средним показателем преломления в инфракрасной области n = 2,5 и коэффициентом пропускания при просветлении 0,9 ... 0,95 в диапазоне длин волн от 2 до 9,5 мкм с уменьшением до 0 при  $\lambda = 1$  и  $\lambda > 13,5$  мкм. As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> имеет очень высокий коэффициент теплового расширения  $26 \cdot 10^{-6}$  1/K, что необходимо учитывать при конструировании.

Некоторые ограничения в применении трехсернистого мышьяка возникают в связи с тем, что он размягчается уже при  $\Theta = 468$  К и сильно растворим в щелочах. При механической обработке он шлифуется и полируется удовлетворительно.

Трехсернистый мышьяк не применяется в обтекателях самолетных теплопеленгаторов и головок самонаведения сверхзвуковых ЛА, рассчитанных на длительный полет с незащищенным обтекателем, так как в этих случаях возможен нагрев до температуры размягчения. Представители американской фирмы утверждают, что трехсернистый мышьяк может выдерживать без искажения формы температуру  $\Theta \simeq 750$  К в течение 30 с. За это время ЛА, имеющий скорость, соответствующую М - 2,5, пролетит около 25 км.

Алюминат кальция CaAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> является искусственным минералом ромбической структуры, обладающим свойствами изотропии и большой твердостью при нормальных температурах, одинаковой с твердостью кроновых стекол. Изготовляется с габаритами до 1500 см<sup>2</sup>. Шлифуется и полируется хорошо. Недостаток алюмината кальция заключается в том, что он чувствителен к влаге.

Окись магния MgO (периклес) является синтетическим изотропным минералом, имеющим коэффициент пропускания при просветлении при длинах волн 1,5 ... 6 мкм около 0,94 ... 0,8 с плавным уменьшением до 0,4 в диапазоне длин волн от 6 до 10 мкм. Периклес обладает хорошими механическими свойствами. Поверхность периклеса с течением времени под действием воды и паров воды тускнеет вследствие образования гидроокиси магния. Окись магния ши-



Рис. 7.21. Кривые спектрального пропускания оптических материалов при нормальной температуре и при нагревании:

1 и IH — окись магния MgO толщиной 3 мм при 775 К и толщиной 5,4 мм при 300 К; 2 и 2H — фтористый магний MgF<sub>2</sub> толщиной 1,75 мм при 875 К и толщиной 1,75 мм при 875 К и толщиной 3,1 мм при 775 К и толщиной 0,94 мм при 300 К; 4 и 4H — кремний Si толщиной 3,2 мм при 775 К и толщиной 4,08 мм при 300 К

роко применяется для напыления защитных пленок на алюминиевые зеркала и другие оптические детали.

Кремний Si создается искусственно в виде кубических кристаллов серо-стального цвета с размерами до 200 мм, имеет средний показатель преломления в инфракрасной области  $n \approx 3,45$ , обладает хорошими механическими тепловыми и антикоррозионными свойствами. Вследствие высокого коэффициента преломления потери на отражение на его поверхностях сильно уменьшают пропускание лучистой энергии. Наилучшее пропускание кремния при просветлении с коэффициентом до 0,90 ... 0,98 относится к области длин волн от 2,5 до 6,5 мкм. С увеличением длины волны до 18 мкм пропускание кремния постепенно уменьшается почти до нуля. Практической границей пропускания кремния считается 16 мкм.

Из различных соединений кремния наивысшим пропусканием лучистой энергии обладают кристаллы с наибольшим удельным электрическим сопротивлением р. Приведенные диапазоны изменения величины коэффициента пропускания кремния относятся соответственно к интервалу  $\rho = 0,5 \dots 1,75$  Ом·см. Кремний хорошо шлифуется и полируется методами обработки оптического стекла. Существенным недостатком кремния является ухудшение его пропускания при температурах более 575 К, что нужно учитывать при расчете к. п. д. оптической системы в условиях полета со сверхзвуковыми скоростями. Представление об уменьшении пропускания кремния при нагревании можно получить из графиков спектрального пропускания (рис. 7.21). Кремний негигроскопичен, не растворяется в воде и сильных кислотах, растворяется в HF + HNO<sub>3</sub>. Стоимость кремния средняя. Он широко распространен в инфракрасной технике применяется для защитных элементов. И

Германий Ge прозрачен в инфракрасной области при длинах волн от 1,6 до 16 мкм с коэффициентом пропускания без просветления до 0,5 и при просветлении до 0,96. Малое пропускание без просветления является следствием больших потерь на границе воздуха и германия, коэффициент преломления которого очень высок и равен примерно 4. В световой области германий не прозрачен. Практической верхней границей его пропускания является 20 мкм. Германий обладает высокими механическими и антикоррозионными свойствами, хорошо шлифуется, полируется и покрывается просветляющими пленками. Кристаллы германия имеют кубическую форму и серостальной с темно-синим отливом цвет. Их максимальные размеры 80 мм.

При температурах выше 575 К пропускание германия уменьшается вследствие теплового насыщения. Стоимость германия высокая, он используется для небольших по размерам защитных элементов. Большая крутизна спектральной характеристики германия при длине волны 1,6 ... 1,7 мкм, где его пропускание возрастает от нуля почти до максимума, позволяет успешно применять его в качестве фильтра, не пропускающего излучение с длиной волны менес 1,6 мкм.

Германий и кремний разрезают на тонкие пластинки стальными лезвиями толщиной примерно 0,15 мм, укрепленными группой до 100 лезвий в колодке и совершающими возвратно-поступательное движение с частотой в несколько герц. К режущей поверхности лезвий подается абразивная суспензия из порошка карбида бора зернистостью М14 и воды в соотношении 1 : 4. Германий и кремний шлифуются так же, как оптические стекла. Полируют их суспензией из одной части окиси хрома и 6 ... 8 частей воды. Детали из германия при обработке крепят воском (75 % пчелиного воска и 25 % канифоли), а особенно точные — на оптический контакт.

Фтористый магний MgF<sub>2</sub> является однородным материалом, прозрачным в инфракрасной области от 1 до 9 мкм. В области длин волн от 2 до 6,5 мкм его пропускание при просветлении равно 90 ... 93 % с максимумом при  $\lambda = 5,3$  мкм. Фтористый магний обладает высокими механическими свойствами и химической устойчивостью, благодаря чему сохраняет постоянную прозрачность в плохих метеорологических условиях и инертен к воздействию сильных кислот и углеводородов. Его коэффициент теплового расширения не превышает (10,7 ... 12) · 10<sup>-6</sup> К<sup>-1</sup> в достаточно широком диапазоне температур от 300 до 900 К, поэтому фтористый магний является хорошим материалом для защитных колпаков ракет со сверхзвуковыми скоростями при числах M < 4 ... 5. По технологическим свойствам он в основном подобен твердым сортам оптического стекла: хорошо опрессовывается в заготовки, сваривается с металлами, шлифуется, полируется и прочно удерживает напыленные покрытия. Его стоимость средняя. Фтористый магний широко применяется для напыления защитных пленок на обтекатели из менее прочных материалов.

Фтористый литий LiF является синтетическим монокристаллом кубической формы, прозрачным во всей световой и инфракрасной области при обычных толщинах обтекателей практически до 6 мкм. Его пропускание в этой области без просветления выше 90 % и при просветлении увеличивается до 95 ... 96 %. Кроме того, фтористый литий пропускает в длинноволновой инфракрасной области, где начиная с  $\lambda = 100$  мкм его пропускание увеличивается практически линейно с 0 до 60 % при  $\lambda \simeq 500$  мкм. Показатель преломления LiF при  $\lambda = 2$  мкм равен 1,38 и уменьшается до единицы при  $\lambda = 11$  мкм. Фтористый литий обладает малой твердостью, его поверхность легко царапается, прочность его удовлетворительна. Раство-



Рис. 7.22. Кривые спектрального пропускания кристаллов:

 $I - \phi$ тористый литий LiF толщиной 1,52 мм; 2 — каменная соль NaCl толциной 5,44 мм; 3 — синтетический шпинель MgOAl<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной 5,44 мм; 4 — рутил TiO<sub>2</sub> толщиной 6,0 мм; 5 — плавленый кварц SiO<sub>2</sub> толщиной 0,99 мм (при  $\lambda < 2,3$  мкм кривые 2 и 5 совпадают); 6 и 6' — фианиты толщиной 1 мм

римость фтористого лития в воде при нормальной температуре 0,27 г/100 мл воды; растворяется в кислотах. Его коэффициент теп-

лового расширения изменяется от  $3,2 \cdot 10^{-6}$  до  $33,2 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup> при температурах аэродинамического нагрева обтекателей в полете со скоростями, соответствующими  $M = 2 \dots 3$ . Фтористый литий обладает удовлетворительными технологическими свойствами, но нуждается в защитных покрытиях твердыми пленками, так как из-за малой твердости его поверхность плохо противостоит механическим воздействиям. В инфракрасной области от 15 до 35 мкм фтористый литий имеет коэффициент отражения более 60 %, а при  $\lambda = 22 \dots$  $\dots 32$  мкм от 80 до 93 % с максимумом при  $\lambda = 26$  мкм. Этот материал применяется в защитных элементах ТГС снарядов со скоростью полета, соответствующей  $M < 2 \dots 3$ , если время полета без металлического носового колпака составляет не более нескольких секунд.

Фтористый кальций CaF<sub>2</sub> применяется в виде естественного (флюорит) или синтетического монокристалла. При толщине оптической детали 10 мм CaF<sub>2</sub> хорошо пропускает световое и инфракрасное излучение  $\lambda < 6 \dots 7$  мкм, а при толщине 1 мм — с  $\lambda < 9 \dots$  $\dots 10$  мкм. При  $\lambda < 6$  мкм его пропускание мало изменяется с изменением толщины реальных обтекателей и равно 94 … 95 %. Показатель преломления фтористого кальция при  $\lambda = 0, 4 \dots 3$  мкм равен 1,44... 1,42, а при  $3 < \lambda < 10$  мкм снижается до 1,31. Поверхность CaF<sub>2</sub> легко царапается. CaF<sub>2</sub> устойчив по отношению к кислотам.

К типу флюоритов также относится группа фианитов, за создание которых ряд сотрудников ФИАН во главе с академиком А. М. Прохоровым в 1979 г. удостоены Государственной премии СССР. Фианиты выращиваются в виде кубических монокристаллов с показателем преломления n = 2,2 и пропусканием излучения в диапазоне от 0,26 до 7,6 мкм. Они имеют температуру плавления 3000 ... 3100 К, коэффициент теплового расширения  $10,5 \cdot 10^{-6}$  град<sup>-1</sup>, теплопроводность 2,2 ккал/мч град. Цвет фианитов — от бесцветного до черного. В днапазоне  $\lambda = 0,26 \dots 2,2$  мкм различные виды фианитов имеют разный характер нижней границы пропускания, расположенной в зоне между кривыми 6 и 6' на графике рис. 7.22.

Рутил TiO<sub>2</sub> является кристаллическим материалом со спектральным пропусканием в области длин волн от 0,45 до 4,5 мкм около  $60 \dots 70$  %, обладает высокой теплоустойчивостью, хорошими механическими, химическими и технологическими свойствами. Существенным недостатком рутила является его анизотропность: различие его показателя преломления и коэффициента теплового расширения в различных направлениях. Показатель преломления рутила при  $\lambda = 1,53$  мкм вдоль оптической оси равен 2,45, а в перпендикулярном направлении — 2,71. Коррекция аберраций в таких условиях чрезвычайно затруднена. Изменение направления лучистого потока через сферический обтекатель из рутила, например, при слежении за целью приведет к изменению условий преломления лучей и вызовет искажение в определении координат цели приборами.

Коэффициент теплового расширения рутила различен уже при нормальной температуре (вдоль оптической оси  $9,2 \cdot 10^{-6}$  K<sup>-1</sup>, в перпендикулярном направлении  $7,1 \cdot 10^{-6}$  K<sup>-1</sup>), а при увеличении температуры резко возрастает и вдоль оптической оси вдвое быстрее, чем перпендикулярно оси. При нагревании в обтекателе из рутила возникнут значительные неравномерные деформации, что приведет к увеличению аберраций и может даже разрушить обтекатель, поэтому применение рутила в обтекателях бортовых приборов самонаведения сверхзвуковых ЛА несмотря на высокую температуру его плавления малоэффективно.

В последние годы созданы теплостойкие оптические поликристаллические керамики. Оптическая керамика из окиси магния КО-5 по однородности подобна аморфным и монокристаллическим средам, прозрачна в спектральном диапазоне от 0,5 до 6,5 мкм, обладает высокой твердостью (по Моосу 5,5). В связи с значительными потерями лучистой энергии на отражение на поверхностях оптической керамики (более 7 % на каждой поверхности), а также для повышения химической устойчивости ее поверхность покрывают слоем окиси алюминия, в результате чего образуется просветляющая пленка из практически нерастворимой и твердой (твердость по Моосу 7,5...8) шпинели (MgO,  $Al_2O_3$ ) с показателем преломления, не превышающем 1,5 даже при нагреве до 873 К. При показателе преломления окиси магния 1,7 эта пленка обеспечивает хорошее просветление с коэффициентом пропускания 95...98 % [21].

Важными факторами при выборе оптических материалов для подверженных аэродинамическому нагреву обтекателей являются спектральная прозрачность и излучательная способность. На рис. 7.21 приведены кривые спектрального пропускания окиси магния, фтористого магния, искусственного сапфира и кремния при нормальной температуре и при температурах аэродинамического нагревания обтекателей сверхзвуковых ракет. Из сравнения кривых спектрального пропускания следует, что наиболее значительно снижается прозрачность при нагревании у кремния на всем диапазоне длин волн и у искусственного сапфира при  $\lambda > 4$  мкм.

Пропускание при нагревании у окиси магния уменьшается незначительно, кроме диапазона длин волн 5 ... 8 мкм, совпадающего с мощной полосой поглощения излучения в атмосфере. Выбор рабочего диапазона канала связи в этой полосе нецелесообразен, поэтому окись магния можно отнести к материалам, прозрачность которых на рабочих участках длин волн канала связи приборов самонаведения мало изменяется при нагревании.

Прозрачность фтористого магния не зависит от температуры при  $\lambda < 6$  мкм и уменьшается наиболее значительно при  $\lambda = 7$ ... 10 мкм, поэтому фтористый магний не следует применять в обтекателях сверхзвуковых ЛА, предназначенных для самонаведения по целям, излучение которых характеризуется температурой примерно 290 ... 415 К.

При выборе оптических материалов для обтекателей, подвергающихся аэродинамическому нагреванию, необходимо учитывать возможность увеличения излучения от обтекателя в сторону ПЛЭ, что может создать значительные помехи в работе последнего или даже «ослепить» его, поэтому менее целесообразно применять для обтекателей материалы, поглощательная и излучательная способности которых в сторону ПЛЭ в рабочем диапазоне длин волн возрастают с увеличением температуры их нагревания. Так, например, в диапазоне длин волн 1... 5 мкм, к которому относится излучение двигателей ЛА и нагретых обшивок носовой части стратегических ракет при их входе в плотные слои атмосферы, слишком большие значения коэффициента спектрального излучения (0,5 ... 0,83) имеет кремний, нагретый до 770 К. Коэффициенты спектрального излучения нагретых окиси магния (770 К), искусственного сапфира (1079 К) и фтористого магния (870 К) в диапазоне 1 <  $\lambda$  < 5 мкм соответственно равны 0,05 ... 0,25; 0,01 ... 0,3 и 0,04 ... 0,09.

В полосе пропускания атмосферы при  $\lambda = 7,5...14$  мкм все эти материалы имеют примерно одинаковый коэффициент излучения 0,65...0,85.

Для улучшения условий работы оптических материалов обтекателей и уменьшения их излучения в сторону приемника необходимо в конструкции прибора самонаведения предусматривать устройства для уменьшения влияния аэродинамического нагревания обтекателей, а также улучшать теплоотдачу от обтекателя во внешнюю среду и стенкам непрозрачной части корпуса прибора и ЛА. Уменьшение влияния аэродинамического нагревания достигается выбором формы и материалов обтекателя, а также устройством искусственного охлаждения внешней поверхности струями холодного воздуха, внутренних поверхностей полого обтекателя прозрачным циркулирующим жидким или газообразным охладителем, а также с помощью аэродинамических насадок, способных отвести от обтекателя высокотемпературный скачок уплотнения и нагретый пограничный слой.

При конструировании деталей крепления обтекателей и других оптических деталей, подверженных аэродинамическому нагреву, необходимо подбирать металлы с коэффициентами теплового расширения, близкими к коэффициентам теплового расширения прозрачных материалов. При этом относительные температурные деформации будут минимальны и создание внутренних местных напряжений и деформаций в оптических деталях менее существенно. Местные деформации отрицательно влияют на термоаберрации оптических деталей и даже могут привести к их разрушению. Например, для крепления оптических деталей из оптического стекла можно применить титан с  $\alpha = 8,5 \cdot 10^{-6}$  K<sup>-1</sup>, для деталей из трехсернистого мышья-ковистого стекла — магний с  $\alpha = 26 \cdot 10^{-6}$  K<sup>-1</sup>, для деталей из окиси магния — сталь с  $\alpha = 13,3 \cdot 10^{-6}$  K<sup>-1</sup> и бериллий с  $\alpha = 12,4 \cdot 10^{-6}$  K<sup>-1</sup>.

# 7.4. МАТЕРИАЛЫ ВНУТРЕННИХ ДЕТАЛЕЙ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Оптические системы включают в себя линзы, зеркала с внешним и внутренним отражающим покрытием, и обтекатели, действующие на проходящий лучистый поток эквивалентно линзе. Материалы обтекателей рассмотрены в разд. 7.3. Внутренние детали оптических систем не подвержены механическому и химическому воздействию внешней среды, так как они размещены в герметизированном пространстве.

Тепловое воздействие внешней среды на внутренние оптические детали значительно меньше, чем на обтекатель, непосредственно воспринимающий влияние тепловых процессов, возникающих при обтекании головной части снаряда встречным воздушным потоком. Нагревание внутренних оптических деталей происходит за счет теплопередачи и конвективного теплообмена внутри герметизированного прибора, а также лучистой энергии, проходящей от цели и внешней среды сквозь обтекатель. Собственное излучение сильно разогретого обтекателя также оказывает большое влияние на работоспособность последующих элементов оптико-электронной системы приборов наведения и самонаведения. Прежде всего появляются дополнительные шумы в приемнике излучения.

При длительных полетах возрастает передача тепла всем внутренним оптическим деталям. При этом возможность их нагревания должна быть особо учтена при проектировании. В снарядах классов «воздух-воздух» и «земля-воздух» время полета с открытым прозрачным обтекателем в плотной атмосфере не превышает 20 ... 30 с. При этом нагревание внутренних деталей оптической системы в приборе с терморегулятором не вызывает отклонений их температуры от нормальной. При применении системы самонаведения в верхних разреженных слоях атмосферы, например, для решения задачи встречи орбитальных спутников механическое и тепловое воздействие внешней среды столь мало, что даже отпадает необходимость в защитных колпаках. Если орбитальный прибор самонаведения защищен на период подъема через плотные слои атмосферы непрозрачным предохранительным колпаком, то условия механического, теплового и химического воздействия внешней среды на его оптические детали близки к условиям в герметизированном приборе. Следовательно, детали оптических систем в снабженных терморегуляторами приборах наведения и самонаведения ЛА работают, как правило, при нормальных температурных режимах и не подвержены механическим и химическим воздействиям, отличным от общепринятых для внутренних деталей оптических приборов. Вследствие этого можно применять все общепринятые для деталей таких оптических приборов прозрачные среды и просветляющие и отражающие покрытия, если они пригодны в рабочем диапазоне длин волн излучения. Для внутренних оптических деталей приборов наведения и самонаведения, безусловно применимы все материалы, употребляемые для обтекателей (см. разд. 7.3). Рациональность их применения для внутренних деталей определяется в первую очередь их спектральным пропусканием, максимально возможными габаритами заготовок, стоимостью и технологическими свойствами.

Для внутренних оптических деталей с внешним отражающим покрытием наиболее широко применяются дешевые, прочные, химически устойчивые кроновые оптические стекла, обладающие относительно малым коэффициентом теплового расширения, высокой однородностью и хорошими технологическими свойствами при шлифовании, полировании и нанесении отражающих, фильтрующих и просветляющих покрытий.

# Оптические кристаллические материалы инфракрасной области с длинами волн до 6 ... 25 мкм

Для внутренних прозрачных оптических деталей (линзы, зеркала с внутренним отражением, подложки фильтров, растров и шкал) применяются из широкоизвестных оптических материалов, прозрачных в инфракрасной области с длинами волн до 6 ... 25 мкм, кристаллические соединения фтора и хлора: фтористый литий LiF, фтористый натрий NaF, фтористый кальций CaF (флюорит, плавиковый шпат), фианиты, фтористый кадмий CdF<sub>2</sub>, фтористый барий BaF<sub>2</sub>, хлористый натрий NaCl (каменная соль), хлористый калий KCl (сильвин). Основные данные этих материалов приведены в табл. 1 и 2 приложения.

Все кристаллы, кроме CdF<sub>2</sub>, имеют кубическую форму, бесцветны, легко раскалываются и царапаются. Каменная соль и сильвин гигроскопичны и легко растворимы в воде при нормальной температуре, что затрудняет процесс изготовления, хранения и эксплуатации оптических деталей из этих материалов. Последний недостаток свойственен и фтористому кадмию, который наряду с этим обладает хорошими механическими свойствами. Его кристаллы имеют желтовато-зеленый цвет. Фтористый литий, фтористый кальций и фианиты рассмотрены в разд. 7.3. Стоимость сильвина и фтористых кристаллов средняя, а каменной соли низкая.

В инфракрасной области длин волн до 25 мкм хорошей прозрачностью обладает хлористое серебро, которое изготовляется в виде бесцветных, однородных кубических кристаллов. AgCl негигроскопичен, практически не растворяется в холодной воде, при обработке не раскалывается, но деформируется ввиду мягкости и тягучести. Недостатками хлористого серебра являются: снижение пропускания инфракрасного излучения вследствие помутнения под действием солнечного и искусственного света, токсичность, сильное коррозиошное влияние на металлы, а также текучесть начиная с пормальных температур. Стоимость хлористого серебра высокая.

В инфракрасной области с длинами волн до 6 мкм хорошо прозрачны кристаллы титаната стронция SrTiO<sub>3</sub>. Однако их технологически освоенный максимальный размер не превышает 30 мм, что затрудняет применение. Кривые спектрального пропускания ряда кристаллов даны на рис. 7.22.

#### Специальные стекла

Значительные результаты получены в последние годы в области создания специальных оптических стекол с хорошим пропусканием в среднем диапазоне инфракрасного излучения.

Исследования в области создания оптических баритных и силикатных стекол с увеличенным содержанием окислов тяжелых металлов показали, что можно получать оптические стекла с хорошими механическими, тепловыми и аптикоррозионными свойствами, обладающие удовлетворительным пропусканием в области длин волн до 4 ... 5 мкм. Оптические стекла со структурными формулами SiO<sub>2</sub>—Ma<sub>2</sub>O—BaO и SiO<sub>2</sub>—Na<sub>2</sub>O—ZnO при длинах волн до 4 мкм обладают коэффициентом пропускания без просветления (0,6 ... ... 0,8).

Хорошие результаты в создании прозрачных матерналов для инфракрасной области получены на базе теллуритовых, сульфидных, алюмонатных, алюмокальциевых и фтористобериллиевых оптических стекол. Фтористобериллиевые стекла со структурой BeF<sub>2</sub>— КF—AIF<sub>3</sub> при толщине пластинки 2 ... 3 мм имеют на длине волны 4 мкм коэффициент пропускания без просветления около 95 %. Алюмокальциевые стекла со структурной формулой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>—CaO— MgO при тех же условиях имеют коэффициент пропускания около 0,85 %. Эти оптические стекла хорошо просветляются. Коэффициент их пропускания в указанной области спектра при просветлении увеличивается до 0,96 ... 0,98.

Наиболее стабильными показателями по пропусканию в средней инфракрасной области обладают стекла, созданные на базе соединений мышьяка и серы или селена. К ним относятся пятисернистые, трехсернистые и пятиселенистые мышьяковистые стекла. Основные свойства наиболее распространенного из них применяемого в защитных колпаках трехсернистого мышьяковистого стекла рассмотрены в разд. 7.3. Сернистые и селенистые мышьяковистые стекла обладают высоким пропусканием лучистой энергии в весьма важном диапазоне длин волн от 1 ... 2 до 14 ... 15 мкм. График, характеризующий их пропускание, представлен на рис. 7.23.

Эти стекла практически не пропускают свет и могут использоваться в качестве фильтров для срезания видимой части излучения.

Плотность пятиселенистых и пятисернистых мышьяковистых стекол выше, чем у трехсернистого. Они имеют черный цвет, не растворимы в холодной воде, и в кипящей воде их растворимость равна



Рис. 7.23. График спектрального пропускания пятисернистого (1), пятиселенистого (2), трехсернистого (3) мышьяковистых стекол

0,0017 г/100 мл. При температуре около 475 К они размягчаются, при нормальной температуре обладают хорошими механическими свойствами и хорошо шлифуются и полируются, не токсичны.

Селенистомышьяковистое стекло марки Кодак 80-20 непрозрачно в световом диапазоне, хорошо прозрачно при  $\lambda = 1 \dots 12$  и  $\lambda = 13 \dots 25$  мкм и имеет плохое пропускание в диапазоне от 12 до 13 мкм. Коэффициент преломления изменяется незначительно (2,58 ... 2,48) в широком диапазоне длин волн от 1 до 14 мкм. Это стекло не растворимо в воде, но слегка подвержено воздействию хлорных растворов. Механическая прочность при нормальных температурах хорошая. Основным недостатком селенистомышьяковистого стекла Кодак 80-20 является ухудшение оптических свойств при температурах выше 340 К. Кривые спектрального пропускания селенистомышьяковистого стекла Кодак 80-20, а также рассматриваемых ниже теллуритовых и германиевых стекол даны на рис. 7.24. Для сравнения там же приведены кривые пропускания наиболее распространенных материалов для средней инфракрасной области плавленого кварца и алюмината кальция.

Черные теллуритовые стекла пропускают без просветления около 70 % и при просветлении до 95 % инфракрасного излучения в диапазоне длин волн от 0,8 до 5 мкм. Состав теллуритовых стекол характеризуется структурными формулами  $TeO_2$ —CaO— $MnO_2$ — $V_2O_5$  и  $TeO_2$ —PbO— $ZnF_2$ . Эти стекла называются черными, потому что они не пропускают световые лучи и кажутся черными. Их температура размягчения примерно равна 725 К.

Свинцоволантаногерманиевые, а также германатные стекла пропускают без просветления 80 ... 90 % в диапазоне длин волн  $\lambda = 0.8 \dots 2.5$  мкм и 50 ... 60 % в диапазоне  $\lambda = 3.3 \dots 5.3$  мкм.

Рис. 7.24. График спектрального пропускания специальных стекол:

I -стекло Кодак 80-20 толщиной 23 мм; 2 — трехсернистое мышьяковистое стекло толщиной 4,7 мм; 3 свинцоволантаногерманиевое стекло толщиной 3,0 мм; 4 — теллуристосвинцовое стекло толщиной 3,0 мм; 5 плавленый кварц толщиной 3,0 мм; 6 — алюминат кальция толщиной 4,0 мм



На длинах волн вблизи 3 мкм эти стекла имеют резкий минимум пропускания. При  $\lambda > 5,3$  мкм их коэффициент пропускания уменьшается до нуля при  $\lambda = 6$  мкм.

По механическим, химическим и тепловым свойствам все специальные стекла близки к обыкновенным оптическим стеклам и могут применяться для прозрачных в инфракрасной области внутренних оптических деталей приборов самонаведения ЛА. Они пригодны также для изготовления обтекателей приборов самонаведения ЛА, не рассчитанных на длительный полет со сверхзвуковыми скоростями. Наиболее теплостойки стекла, включающие соединения теллура и германия.

# Оптические материалы длинноволновой инфракрасной области

В качестве материалов длинноволновой инфракрасной области до 30... 50 мкм применяются щелочногалоидные кристаллические соединения; бромистый калий KBr, иодистый калий KJ, бромистый цезий CsBr, иодистый цезий CsJ, иодистобромистый таллий TlBr + TlJ (KRS-6) и хлористобромистый таллий TlBr + +TlCl(KRS-6), обладающие хорошей прозрачностью при длинах волн до 30... 50 мкм. Освоена технология выращивания их искусственных кристаллов с размерами до 50... 200 мм. Основные свойства этих материалов приведены в табл. 2 приложения.

При проектировании оптических деталей из щелочногалоидных соединений необходимо учитывать возможность больших деформаций при нагревании, так как их тепловое расширение в несколько раз выше, чем у оптического стекла, а также их малую твердость и прочность, значительную растворимость в воде и гигроскопичность. Наименее гигроскопичны и растворимы в воде щелочногалоидные соединения таллия типа KRS. Кристаллы KRS-5 имеют темно-красный цвет, а остальные бесцветны. Форма кристаллов кубическая. Ввиду мягкости эти материалы трудно полируются и легко царапаются. Их стоимость средняя. Материалы KRS ядовиты, что затрудняет их изготовление и эксплуатацию.

Для определения показателей преломления, дисперсии и спектрального пропускания кристаллических материалов, прозрачных в инфракрасной области излучения, удобно пользоваться графиками, приведенными на рис. 7.25 и 7.26.

Простота технологического процесса изготовления оптических деталей из пластмасс, в том числе и с асферическими поверхностями, создает большие возможности построения простых по конструкции, но высокочастотных в отношении аберраций оптических систем приборов наведения и самонаведения. Однако высокие коэффициенты теплового расширения и низкие температуры размягчения пластмасс приводят в условиях высокотемпературного аэродинамического нагрева приборов самонаведения к недопустимым температурным деформациям, сильно ухудшающим качество изображения. Так, например, полиметилметакрилат (плексиглас), прозрачный в ближ-



Рис. 7.25. Графики показателя преломления (а) и дисперсии (б) кристаллических оптических материалов для инфракрасной области излучения: 1 — сапфир; 2 — фтористый литий; 3 — плавленый кварц; 4 — фтористый кальций; 5 — трехсернистое мышьяковистое стекло; 6 — каменная соль; 7 — хлорное серебро; 8 — бромистый калий; 9 — KRS-5; 10 — бромистый цезий; 11 — иодистый цезий; 12 — кремний; 13 — германий

ней инфракрасной области при длинах волн до 2 мкм имеет коэффициент теплового расширения 90.10<sup>-6</sup> K<sup>-1</sup>, превышающий соответствующий коэффициент оптического стекла в 12 ... 60 раз.

Температура размягчения многих пластмасс не превышает 390 ... ... 420 К. Например, плексиглас размягчается при температуре 340 ... 360 К. При этом пластмассы под действием незначительных усилий, а иногда даже за счет внутренних напряжений существенно деформируются. Вследствие этого необходима стабилизация температурного режима оптических деталей при изготовлении, хранении, транспортировке и в сложных условиях эксплуатации бортовых приборов с высокой точностью, порядка  $\pm 10^{\circ}$ . Такой температурный режим внутри прибора трудно обеспечить в условиях длительного хранения, наземной или воздушной транспортировки на большие расстояния и со значительным перепадом высот. Для этого необходимо непрерывно подогревать или охлаждать оптические детали прибора.

#### Отражающие покрытия инфракрасного диапазона

В качестве отражающих слоев зеркал в инфракрасном диапазоне эффективно применяются пленки металлов алюминия, серебра, золота, родия, меди и др. Спектральный коэффициент отражения рассчитывается в инфракрасной области для одной поверхности металлов



Рис. 7.26. Спектральное пропускание оптических материалов инфракрасной области



Рис. 7.27. Спектральный коэффициент отражения металлических пленок: 1 — серебро; 2 — золото; 3 — родий; 4 — платина; 5 — вольфрам; 6 — молибден; 7 железо и сталь; 8 — медь; 9 — полированный аподным способом алюминий; 10 — полированный алюминий; 11 — никель; 12 — цинк; 13 — хром; 14 — сурьма

как сильно поглощающих веществ по приближенной формуле

 $\rho_{\lambda} = 1 - 365 (1/\sigma \lambda)^{1/2}$ ,

где σ — удельная электрическая проводимость в Сим/м; λ — длина волны излучения в мкм.

Эта формула дает результаты, удовлетворяющие по точности в среднем и дальнем инфракрасных диапазонах. При  $\lambda > 10$  мкм результаты расчета по приведенной формуле совпадают с экспериментальными данными с высокой точностью. Количественные характеристики спектральных коэффициентов отражения наиболее употребительных в инфракрасной области зеркальных металлических пленок представлены на рис. 7.27. Некоторые металлы (серебро, медь) имеют высокие отражательные свойства только при применении непосредственно после нанесения слоя. В дальнейшем слой темнеет и теряет свою отражательную способность. С увеличением длины волны отражательная способность всех металлов увеличивается вследствие уменьшения влияния местных дефектов поверхности. Аномалии в этом отношении свойственны алюминию в световой области излучения и цинку при  $\lambda \simeq 1$  мкм.

Аномалии объясняются тем, что при анодном методе покрытия зеркальный слой промывают водой и на нем возникают окиси алюминатов и цинкатов, изменяющие условия отражения в определен-
ных полосах длин волн излучения, где эти окислы сильно поглощают. У полированного алюминия слой окислов тоньше и отражательная способность в световой области от 0,4 к 0,8 мкм понижается меньше. Для золота и меди характерно резкое снижение отражательной способности при переходе в световую область излучения. Это свойство золотых и медных отражающих слоев можно использовать в инфракрасных приборах самонаведения для гашения световых помех от солнца, облаков и неба.

В длинноволновой инфракрасной области отражение от матовых зеркальных покрытий почти эквивалентно отражению от полированных поверхностей. что упрощает технологический процесс за счет снижения требований к качеству полирования поверхности. Загрязнение зеркальных поверхностей, например, пылью и жидкостями сильно снижает их отражательную способность, поэтому зеркала оптических систем приборов самонаведения и наведения должны надежно герметизироваться от влияния атмосферы и особенно смесей отходящих газов двигателей ЛА. Для упрочнения поверхностей отражающих слоев напыляют прочные защитные пленки, например, из окиси кремния SiO, окиси магния MgO, фтористого магния MgF<sub>2</sub> толщиной до 0,01 мкм.

С помощью многослойных покрытий из металлов, полупроводников и диэлектриков можно сообщить отражающему слою свойства фильтра, гасящего в проходящем лучистом потоке излучения ненужных диапазонов длин волн. Разработаны совершенные многослойные фильтрующие отражательные покрытия, обеспечивающие избирательное отражение излучений в весьма узких полосах длин волн. Известны зеркальные покрытия с количеством слоев до 20... ... 25 и шириной полосы пропускания в несколько нанометров.

Для пояснения принципа действия многослойных фильтрующих отражательных покрытий рассмотрим пример трехслойного покрытия из алюминия и диэлектрика. На стекло нанесен не прозрачный отражающий слой алюминия, покрытый слоем диэлектрика. Наружным слоем является полупрозрачная пленка алюминия. Такое фильтрующее зеркало больше всего срезает излучение длин волн, для которых оптическая толщина диэлектрического слоя между металлическими покрытиями кратна нечетному числу четвертей длины волны, т. е. равна  $(2b + 1) \lambda/4$ , где b — целое число. При этом разность фаз лучей, отраженных первым и вторым металлическими слоями, максимальна, а следовательно, максимальны и потери на отражение. Максимальное отражение соответствует длинам волн, для которых оптическая толщина диэлектрической прокладки кратна половине длины волны, т. е. равна b ( $\lambda/2$ ). Разность фаз лучей, отраженных первым и вторым зеркалами, минимальна и потери на отражение минимальны. Максимальная отражательная способность многослойного фильтрующего покрытия равна отражательной способности непрозрачного металлического слоя.

Для «срезания» световой и ультрафиолетовой части излучения применяют многослойные фильтрующие отражающие покрытия в виде комбинаций пленок из диэлектриков, полупроводников и металла.



Рис. 7.28. Спектральный коэффициент отражения «темных зеркал»: 1 — (Al--Ge--Si); 2 — (Al--SiO-Al--SiO)





1 — на одной поверхности; 2 — на двух поверхностях; 3 — на трех поверхностях; 4 — на четырех поверхностях

Эти зеркала называются «темными», так как они полностью поглощают видимые лучи и поэтому кажутся темными. Простейший тип многослойного темного зеркала имеет нанесенную на стекло непрозрачную пленку алюминия, покрытую слоями германия и затем окиси кремния с минимальными удельными электрическими сопротивлениями и толщиной, примерно равной четверти длины волны. Полупроводниковая пленка германия в этом зеркале срезает световую и ультрафиолетовую области излучения. Другая схема темного зеркала имеет четыре пленки. На стекло нанесен непрозрачный слой алюминия. Он покрыт пленкой окиси кремния SiO, а затем частично прозрачной пленкой алюминия и внешним слоем окиси кремния. График спектральных коэффициентов отражения этих «темных» зеркал приведен на рис. 7.28.

#### Просветляющие покрытия инфракрасного диапазона

Применение для прозрачных в инфракрасной области оптических деталей материалов с высокими коэффициентами преломления приводит к большим потерям лучистой энергии на границах с воздухом. Для углов падения лучистой энергии на оптическую поверхность до 45° потери на отражение на границе воздуха и материала с показателем преломления  $n_{\lambda}$  с достаточно высокой точностью определяются приближенной формулой Френеля

$$\rho_{\lambda} \simeq [(n_{\lambda} - 1)/(n_{\lambda} + 1)]^2.$$

График потерь лучистой энергии на отражение на границе оптического материала с воздухом представлен на рис. 7.29. Из рассмотрения графика следует, что наибольшие абсолютные потери возникают на первой по ходу лучистого потока поверхности. Для германия, показатель преломления которого равен 4, потери на одной поверхности — 36 %, на двух поверхностях — 58 %, на четырех — более 80 %. Для кремния ( $n_{\lambda} = 3,45$ ) соответственно: 30, 52 и 71 %. В этих условиях необходимо применять просветляющие покрытия.

Общепринятый метод просветления заключается в нанесении на поверхность оптической детали диэлектрической пленки толщиной в четверть длины волны. При этом потери на границе сред максимально уменьшаются в связи со снижением потерь на отражение вследствие интерференции, так как фаза лучистой энергии, отраженной от внешней поверхности покрытия, отличается на  $\lambda/2$  от фазы излучения, отраженного на границе между пленкой и основным материалом. Минимальные спектральные потери на отражение на границе со средой при толщине просветляющей пленки  $\lambda/4$  получаются, если показатель преломления покрытия (пленки)  $n_{n\pi} = \sqrt{nn_1}$ . где n показатель преломления материала оптической детали;  $n_1$  — показатель преломления среды.

Для воздушной среды эта формула имеет вид  $n_{nn} = \sqrt{n}$ . Например, для просветления германия необходима пленка из материала с показателем преломления, равным  $\sqrt{4}$ . Наиболее подходящими материалами для однослойного просветления германия являются окись кремния SiO с показателем преломления n = 1,9; сернистый цинк ZnS с n = 2,2; пятиокись ниобия NbO<sub>5</sub> с n = 2,04 и двуокись церия CeO<sub>2</sub> с n = 2,2. Эти покрытия механически прочны и обеспечивают хорошее просветление и других полупроводниковых оптических материалов для инфракрасной области с высоким коэффициентом преломления: кремния Si с n = 3,45; мышьяковистого индия (арсенид индия) InAs с n = 3,2; сурьмянистого индия (антимонид индия) InSb с n = 3,99. Улучшение пропускания этих полупроводников нанесением однослойного покрытия из сернистого цинка характеризуется кривыми на рис. 7.30.

Толщины просветляющих пленок соответствуют наименьшим спектральным потерям на отражение при длине волны 9,8 мкм для Ge, Si, InAs и при длине волны 10,8 мкм для InSb. Именно при таких длинах волн, как следует из рассмотрения рис. 7.30, просветление дает наибольший эффект. Но наряду с этим просветление сернистым цинком увеличивает пропускание с 40...50 % до 65... 98 % в достаточно широкой области инфракрасного излучения от 8 до 15 мкм. Окись кремния целесообразно применять для просветления в области длин волн до 8 мкм, так как при  $\lambda > 8$  мкм она сильно поглощает лучистую энергию.

Если по условиям излучения вероятных целей необходимо обеспечить минимальные потери на отражение лучистой энергии на двух длинах волн, то применяется двухслойное диэлектрическое просветляющее покрытие. Показатели преломления наружного  $n_{\rm H}$ и внутреннего  $n_{\rm BH}$  слоев при одинаковой их толщине связаны с показателем преломления *n* основного более толстого оптического материала следующими формулами:

 $n_{\rm H}n_{\rm BH} = n; n_{\rm H} < n_{\rm BH} < n.$ 

Двухслойное диэлектрическое просветление пластины германия толщиной 0,5 мм при нормальной температуре внутренним слоем сернистого цинка ZnS и наружным слоем окиси кремния SiO с тол-



Рис. 7.30. Пропускание чистых и просветленных сернистым цинком полупроводниковых оптических материалов (при нормальной температуре):

1 — кремний толщиной 1,5 мм; 2 — германий толщиной 1,0 мм; 3 — мышьяковистый индий толщиной 0,125 мм; 4 — сурьмянистый индий толщиной 0,08 мм



Рис. 7.31. Влияние двухслойного просветления на пропускание кремния (1) и германия (2)

щинами, соответствующими минимуму потерь на отражение вследствие интерференции для длины волны  $\lambda = 3,3$  мкм, обеспечивает два максимума пропускания на длинах волн 2,3 и 5,2 мкм (рис. 7.31). Кривая 7 на этом графике характеризует изменение пропускания кремния с толщиной 1,0 мм при просветлении внутренним слоем двуокиси германия GeO<sub>2</sub> и наружным слоем фтористого магния MgF<sub>2</sub> при их толщине, соответствующей наилучшему пропусканию излучения с  $\lambda = 2,2$  мкм.

При выборе типа просветляющих покрытий необходимо учитывать то, что кривые пропускания оптических материалов, просветленных диэлектрическими пленками, кроме главных максимумов пропускания, соответствующих основным длинам волн с минимумом отражения, имеют ряд дополнительных так называемых боковых минимумов отражения. В области боковых минимумов отражения пропускание может оказаться настолько значительным, что возможно свободное прохождение через оптическую систему построенных лучистых потоков с другой длиной волны.

Величины боковых длин волн  $\lambda_{60K}$ , соответствующих боковым минимумам отражения, определяются уравнением

$$\lambda_{\text{бок}} = (4d_{\pi\pi}n_{\pi\pi})/(2b+1),$$

где  $d_{nn}$  — толщина просветляющей пленки, выбранная из условия равенства одной четверти длины волны основного минимума отражения;  $n_{nn}$  — показатель преломления просветляющей пленки; b — целое число.

В многослойных диэлектрических покрытиях значения боковых длин волн многочисленны и оценку пропускания на той или иной длине волны нужно производить с учетом взаимного расположения и величин минимумов отражения во всех слоях.

### Оптические спектральные фильтры инфракрасного диапазона

Для уменьшения влияния лучистой энергии фона и искусственных помех оптические системы снабжаются оптическими спектральными фильтрами, ослабляющими или не пропускающими лучистую энергию на длинах волн, соответствующих спектральному излучению посторонних источников.

Посторонними источниками лучистой энергии в дневных условиях, как это следует из гл. 3, являются Солнце, а также атмосфера и поверхность Земли как вторичные излучатели отраженной и рассеянной солнечной энергии. Наибольшая интегральная мощность днсвного излучения соответствует световому диапазону, на который приходится около 70 % солнечной энергии. Поэтому днем в оптических системах приборов наведения и самонаведения в первую очередь необходимо ограничить пропускание видимого солнечного излучения. Кроме того, необходимо ослабить инфракрасное излучение ближней области до 2,5 мкм, на которую приходится около 25 % солнечной лучистой энергии, а также излучение длинноволновой инфракрасной области, создаваемое излучением наземных предметов, водных поверхностей, нагретых неоднородностей атмосферы.

Ночью основными фонами являются Луна, звезды и отраженное в атмосфере и на поверхности Земли их излучение, а также собственная лучистая энергия нагретых облаков, наземных предметов и водных пространств. Эти фоны принадлежат к дальней инфракрасной или ультрафиолетовой области. Следовательно, ночью фильтры должны ослаблять длинноволновое и ультрафиолетовое излучение. Так как мощность фонов ночью значительно меньше, чем днем, то наиболее важной задачей оптической фильтрации является ограничение дневного излучения.

Оптические спектральные фильтры основаны на использовании явлений спектрального поглощения, отражения, интерференции и поляризации. В зависимости от их спектральной характеристики фильтры делятся на коротковолновые, длинноволновые и полосовые (рис. 7.32). Коротковолновые фильтры пропускают излучение с длиной волны меньше заданного предела, а длинноволновые — с длиной волны больше заданного предела. Полосовые фильтры пропускают излучение в определенной спектральной полосе. Полосовой фильтр можно заменить комбинацией коротковолнового и длинноволнового фильтров.

Оптические фильтры должны обладать крутой спектральной характеристикой на границе пропускания. Крутизна спектральной характеристики фильтра на границе пропускания определяется отношением величины интервала длин волн, на котором пропускание уменьшается от минимально допустимого на рабочем участке излучения (80 %) до допустимого на границе пропускания (3 ... 5 %), к длине волны границы пропускания  $\lambda_{rp}$ . На практике это отношение не должно превышать одной десятой.

Основными характеристиками полосы пропускания являются длина волны, соответствующая ее середине, и ширина полосы.

9 Лазарев Л. П.



Рис. 7.32. Кривые пропускания коротковолнового (1), полосового (2), длинноволнового (3) фильтров:

 $\lambda_{\Gamma D. H}$  и  $\lambda_{\Gamma D. B}$  — нижняя и верхняя границы пропускания полосового фильтра;  $\lambda_{\Gamma D. K}$  и  $\lambda_{\Gamma D. H}$  границы пропускания коротковолнового и длинноволнового фильтров

Ширина полосы пропускания полосового фильтра определяется интервалом длин волн, на котором коэффициент пропускания превышает  $3 \dots 5 \%$  (см. рис. 7.32):  $\Delta \lambda_{\rm rr} =$ 

 $= \lambda_{\rm rp. B} - \lambda_{\rm rp. H}$ . В некоторых случаях ширину полосы пропускания фильтра характеризуют интервалом длин волн 50 %-ного пропускания  $\Delta \lambda_{\rm n} _{50}$ .

Фильтры оптических систем бортовых приборов наведения и самонаведения должны обладать стабильной спектральной характетистикой и не искажать ход лучистого потока с течением времени, а также в условиях воздействия излучения, ускорения и теплового и химического влияния внутренней среды прибора. Подложка и фильтрующий слой должны быть прочными, технологичными и экономически выгодными.

Наряду с отражательными фильтрующими покрытиями зеркал, которые рассмотрены выше, большое распространение в оптических системах бортовых приборов получили пропускающие, селективно поглощающие и интерференционные фильтры, схемы действия которых представлены на рис. 7.33.

Однослойные селективно поглощающие фильтры включают подложку из оптического материала, прозрачного на более широком спектральном участке, чем рабочий диапазон, и фильтрующий слой, ограничивающий величину рабочего диапазона. Более эффективны двухслойные поглощающие фильтры, в которых фильтрующие покрытия наносят на подложку с двух сторон. При одинаковых слоях действие фильтра усиливается. При различных слоях можно ввести две границы пропускания, т. е. выполнить полосовой фильтр.

В качестве границ пропускания фильтра также используются собственные границы пропускания материала подложки, если крутизна его спектральной характеристики достаточна. К таким материалам, ограничивающим пропускание коротковолновой инфракрасной и световой областей, относятся, например, германий, кремний, хлористое серебро, селенистомышьяковистое стекло, алюминат кальция. Для «срезания» излучений дальней инфракрасной области применяются плавленый кварц, алюминат кальция, специальные теллуритовые, баритовые, свинцово-германиевые, германатные, алюмонатные, фтористобериллиевые, алюмокальцевые стекла, имеющие крутой спад спектральной кривой пропускания в области длин волн 5 ... 6 мкм, а также арсенид индия, селенистый свинец, теллуристый свинец. Фтористый литий, фтористый магний, окись магния, синтетический сапфир пригодны для срезания излучений с длинами волн более 7 ... 8 мкм, а фтористый кальций (флюорит) — более 10 мкм. Из материалов с одинаковой границей пропускания целесообразно применять для фильтров такие, у которых коэффициент преломления ниже, так как они имеют меньшие потери на отражение на поверхностях и более просто просветляются.

Иногда фильтрующие пленки наносят на основные прозрачные оптические детали: обтекатели, окна, линзы и др. В этом случае для близкой и средней инфракрасной областей применяются пленки из сурьмы на деталях из фтористого лития, из окиси магния, висмута на фтористом кальции, из теллура на хлористом серебре. В средней инфракрасной области для создания полосовых фильтров эффективно используются подложки и пленки из целлофана, обладающего коэффициентом пропускания около 70 % при  $\lambda = 5$  мкм и имеющего сильные полосы поглощения при длинах волн 2,8... 3,6; 6,1; 7... 10 мкм (рис. 7.34).

Различные характеристики фильтров на основе целлофана получаются вариациями толщины подложки, а также путем нанесения дополнительных фильтрующих пленок. Например, для «срезания» излучений с длиной волны до 3,6 мкм применяются фильтры из целлофановой подложки с нанесением слоя окиси магния. Эти фильтры при длине волны 5 мкм имеют коэффициент пропускания свыше 50 % без просветления и более 80 % при просветлении. Для «срезания» излучений с длинами волн до 3,9 мкм широко применяются поглощающие пленки, изготовленные напылением в вакууме сернистого, теллуристого и селенистого свинца.

Для «срезания» инфракрасного излучения в узких полосах с минимумом пропускания на длине волны 3,5 мкм применяются пленки (толщиной 25... 45 мкм) гидрохлорида каучука или полиэтилена, а на длине волны 4,3 мкм — пленки тефлона. Тефлон пропускает

при толщине 1 мм на длине волны 4,3 мкм не более 20 % излучения,



Рис. 7.33. Схемы действия однослойного (а) и двухслойного (б) поглощающих фильтров:

I — подложки; 2 — фильтрующие слон



Рис. 7.34. Спектральная прозрачность целлофана толщиной 0,3 мм (1), тефлона толщиной 1,0 мм (2) и винилового дака толщиной 20 мкм (3)



Рис. 7.35. Схемы действия интерференционного пропускающего фильтра:

1 и 3 — полупрозрачные металлические слой; 2 — диэлектрический прозрачный слой; 4 — падающее излучение; 5 — прошедшее излучение

а на длинах волн 0,5 ... 4,0 и 4,5 ... 5,5 мкм не менее 85 ... 90 %. Пленка из винилового лака сильно поглощает в полосе длин волн 8 ... 10 мкм (коэффициент пропускания менее 20 % при толщине пленки 20 мкм) и хорошо пропускает излучение ближней инфракрасной области и в полосах с максимумом при длинах волн 4 ... 5 и 13 ... 14 мкм. В качестве подложек для пленок гидрохлорида каучука, полиэтилена, тефлона и виниловового лака применяют щелочно-галоидные кристаллы, пропускающие в инфракрасной области с длинами волн до 30<sup>4</sup>... 50 мкм, а также фтористый литий, фтористый кальций, хлористый калий, каменную соль и фтористый натрий. Эти же материалы применяются в качестве коротковолновых фильтров в длинноволновой инфракрасной области до 30 ... 50 мкм, их верхние границы пропускания указаны в табл. 1 и 2 приложения и в разд. 7.3.

Фирма «Кодак» выпускает серию фильтров для средней и дальней инфракрасной области на подложках из хлористого серебра с пленками из сернистого серебра или полистирола. Ввиду токсичности и коррозионного влияния хлористого серебра на металлы фильтры необходимо покрывать изоляционными пленками. Различные комбинации толщин подложек и пленок позволяют создавать фильтры этого типа серий с коротковолновой границей в диапазоне длин волн от 1 до 5 мкм с интервалом в 0,2 мкм. Вследствие потемнения хлористого серебра под действием солнечного и искусственного света пропускание этих светофильтров ухудшается, поэтому их необходимо защищать дополнительными пленками, «срезающими» коротковолновые оптические излучения. Фильтры из хлористого серебра «срезают» также инфракрасные излучения с длинами волн более 26 мкм. В области до 25 мкм их коэффициент пропускания равен 85 ... 90 %.

Значительные результаты достигнуты в создании для инфракрасной области многослойных интерференционных фильтров, обладающих избирательным пропусканием. Действие таких фильтров основано на интерференции лучистой энергии при многократном внутреннем отражении в прозрачном диэлектрическом слое, покрытом полупрозрачными металлическими слоями (рис. 7.35). В основу таких фильтров положен принцип действия интерферометра Фабри— Перо, в котором наименьшие потери претерпевает излучение с длиной волны, меньшей удвоенной оптической толщины диэлектрического слоя в целое число раз:

$$\hat{\lambda}_{\max} = 2d_2n/b$$
,

где  $d_2n$  — оптическая толщина диэлектрического слоя; b — целое число.

Минимальное пропускание интерференционного пропускающего фильтра с одним слоем диэлектрика не превышает 1 % и соответствует длине волны  $\lambda_{\min} = 4d_2n/(2b+1)$ , при которой происходит максимальное гашение лучистой энергии при интерференции вследствие максимальной разности фаз.

Минимальный коэффициент пропускания однослойного интерференционного фильтра может быть менее 1 %. Максимальный коэффициент его пропускания из-за потерь в диэлектрике и при отражении на полупрозрачных зеркальных слоях не может быть выше 40 ... 45 %.

Спектральный коэффициент пропускания интерференционного фильтра с одним слоем диэлектрика и одинаковыми полупрозрачными зеркальными слоями определяется при длине волны  $\lambda$  формулой

$$\tau_{\lambda} = \frac{\tau_3}{(1-\rho_3)^2} \left[ 1 + \frac{4\rho_3 \sin^2 \delta/2}{(1-\rho_3)^2} \right]^{-1},$$

где  $\delta = 4\pi d_2 n \lambda^{-1} \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \delta_3$  — есть разность фаз между последовательными интерферирующими лучами;  $\delta_3$  — фазовый сдвиг при отражении на зеркальном слое; i — угол падения лучистой энергии на поверхность фильтра; n — показатель преломления материала диэлектрического слоя;  $\tau_3$  — коэффициент пропускания одного полупрозрачного зеркала;  $\rho_3$  — коэффициент отражения одного полупрозрачного зеркала;  $d_2n$  — оптическая толщина диэлектрического слоя.

Основной недостаток интерференционного фильтра с одним слоем диэлектрика заключается в том, что полосу пропускания фильтра можно уменьшить только за счет увеличения отражающей способности полупрозрачных зеркал, что неизбежно приведет к снижению пропускания. В условиях сравнительно слабого пассивного излучения целей снижать пропускание фильтра недопустимо. Этот недостаток устраняется, если полупрозрачные металлические отражающие пленки заменить несколькими слоями диэлектрических пленок. Такой интерференционный фильтр называется многослойным. Например, 15-слойный интерференционный фильтр из стеклянной подложки слоев и криолита и сернистого цинка пропускает более 80 % инфракрасного излучения с длиной волны 1,6 мкм. Многослойные интерференционные фильтры дают наилучшие результаты в выделении очень узких спектральных полос с высоким отношением максимального коэффициента пропускания к минимальному.

Спектральные характеристики интерференционных пропускающих фильтров зависят от рабочей длины волны, отношения толщин пленок и длине волны, показателей преломления диэлектрических пленок и материала подложки, пропускания пленок, отражения на границах оптических сред. Кроме спектральной полосы максимального пропускания, у интерференционных фильтров наблюдаются боковые спектральные полосы пропускания,



Рис. 7.36. Спектральные кривые простых (*a*, *б*, *в*) и комбинированного (*г*) интерференционных фильтров:

Оптическая толщина диэлектрического слоя простых фильтров (a, b, e) соответственно равна 1/2 $\lambda$ , 2 $\lambda$  и  $\lambda$ 

многослойных интерферен-В значительные фильтрах пионных боковые спектральные полосы пропускания одних слоев можно взаимно скомпенсировать полосами поглодругих слоев и получить шения боковых спекмножество мелких тральных полос с относительно ма-Другим спопропусканием. лым спекбоковых собом гашения полос является применетральных интерференционкомбинации ние полупроводникофильтров с ных выми. При этом коротковолновые боковые полосы пропускания интерференционного фильтра эффективно ослабляются собственным поглощением в полупроводнике, а длинноволновые — на свободных носителях.

Гашение боковых полос пропускания фильтра можно осуществить также, применяя комбинированный интерференционный фильтр, созданный путем соединения нескольких простых интерференционных фильтров. Для этого надо рассчитать по формуле для  $\tau_{\lambda}$  серию фильтров и соответствующие кривые пропускания с достаточно мелкой спектральной структурой. Ввиду большой трудоемкости расчеты производят на быстродействующих вычислительных машинах. Например, комбинированный фильтр с узкими полосами пропускания при  $\lambda = 2,5$  мкм и  $\lambda = 5$  мкм можно получить из трех простых интерференционных фильтров, варьируя толщину диэлектрического слоя. Спектральные кривые пропускания таких интерференционных фильтров, созданных из слоев алюминия, родия и фтористого магния, приведены на рис. 7.36. Фильтры рассчитывались для рабочей длины волны 5 мкм.

В комбинированных интерференционно-полупроводниковых фильтрах спектральную полосу пропускания можно уменьшить до 0,1 мкм, что обеспечивает высококачественную оптическую фильтрацию излучения цели от лучистой энергии фонов, создающей помехи в работе оптико-электронных приборов.

## 7.5. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ АВИАЦИОННЫХ СТРЕЛКОВЫХ ПРИЦЕЛОВ

Впервые оптические прицелы воздушной стрельбы были применены в период первой мировой войны 1914—1918 гг. и имели телескопические или коллиматорные визиры. Первый в мире коллиматор Рис. 7.37. Коллиматорный прицел РУР

ный прицел рур (рис. 7.37) разработали в 1917 г. русские конструкторы Рубинский, Ушаков, Раковский. Эта принципиально ноколлиматорная вая оптическая система была DLICOKO опенена H. Ε. Жуковским. В последующие годы в прицелах воздушной стрельбы (ПВС) применялись как коллиматорные, так и телескопические визиры. По-



пытки применять визиры с увеличением больше единицы не дали положительных результатов из-за неудобства одновременного наблюдения за целью одним глазом через визир, а другим — непосредственно (при разном увеличении). Благодаря практической неограниченности поля наблюдаемого пространства, что важно в условиях быстротечного воздушного боя, простоте устройства и малогабаритности в современных ПВС получили распространение коллиматорные оптические системы.

В СССР в 1940 г. П. В. Пахомов применил коллиматорный визир в первом отечественном оптико-гироскопическом прицеле. За рубежом в 1939—1945 гг. коллиматорные визиры были применены в оптико-гироскопических прицелах EZ-40, EZ-42, K-14 и в прицельных постах самолетов В-29. Коллиматорные визиры выполняются с линзовыми или зеркальными объективами.

Визир из двух параллельных оптических систем с линзовыми объективами (рис. 7.38) применен в английском прицеле К-14. В 1946 г. была рассчитана и исследована подобная по типу оптическая система, которая в дальнейшем стала применяться в ряде отечественных оптико-гироскопических прицелов. При этом двойная оптическая система заменена одинарной, что позволило уменьшить габариты прицела.

Оптимальной для оптико-гироскопических прицелов с трехстепенным отклоняющимся гироскопом (см. разд. 9.1) является оптическая система (рис. 7.39), в которой нижнее полупрозрачное зеркало наклонено к оси объектива под углом 45°. В такой схеме ошибки в построении угла упреждения из-за непостоянства передаточного отношения оптической системы имеют наименьшие значения. Передаточное отношение оптической системы прицела, называемое коэффициентом демпфирования визирного луча (см. разд. 9.1), определяется формулой  $k_{\rm д} = \psi_{\rm r}/\psi = f/2l$ , где  $\psi$  и  $\psi_{\rm r}$  — угол упреждения и



Рис. 7.38. Оптико-гироскопический авиационный стрелковый прицел с двойной оптической коллиматорной системой и схема прицеливания: 1 — шкала базы цели; 2 — рукоятка дальности; 3 — отражатель; 4 — объектив; 5 — неподвижное зеркало; 6 — двигатель гироскопа; 7 — гироскоп; 8 — зеркало гироскопа

угол поворота зеркала гироскопа; *f* — фокусное расстояние объектива; *l* — осевое расстояние от фокальной плоскости до отражающей поверхности зеркала гироскопа.

Зеркало гироскопа поворачивается вокруг центра подвеса гироскопа. При этом расстояние от сетки до зеркала гироскопа l, а следовательно, и передаточное отношение  $k_{\rm A}$  в схеме, приведенной на рис. 7.38, изменяются. Кроме того, при повороте гироскопа вокруг вертикальной оси  $y_{\rm r}$  здесь возникает дополнительное изменение  $k_{\rm A}$ , вызывающее вертикальную оптическую ошибку в построении  $\psi$ . Это происходит вследствие нелинейности изменения по углу  $\psi_{\rm r}$ углов падения и отражения лучей на зеркале. В оптической системе, представленной на рис. 7.39, вертикальная оптическая ошибка не возникает, так как угол падения осевого луча от сетки на зеркало всегда равен углу поворота гироскопа.

При прохождении через плоскопараллельное полупрозрачное нижнее зеркало гомоцентрического пучка лучей возникает астигматическая аберрация. Для исключения астигматизма, разрешаемого глазом человека, в оптических системах с фокусным расстоянием объектива порядка 200 мм необходимо применять пластину нижнего зеркала толщиной не более 0,3 мм. При такой толщине стеклянная пластина не удовлетворяет требованиям прочности.

Если среднее квадратичное значение технического рассеивания оружия равно, например, 8 ... 9 мрад, то без существенного влияния ошибки прицеливания на среднюю квадратичную величину суммарного рассеивания (увеличение <10 %) можно принять угловой разРис. 7.39. Оптическая коллиматорная система:

1 — светофильтр; 2 — полупрозрачный отражатель; 3 объектив; 4 — зеркало гироскопа; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — сеточный механизм; 7 — матовое стекло; 8 — лампа



мер центральной прицельной марки 1,5 ... 1,7 мрад. В этих условиях толщину стеклянной пластины зеркала можно увеличить до значения, достаточного по условиям прочности ( $\sim 0,1$  светового размера пластины).

Английская фирма «Бритиш-Эйркрафт Корпорейшн» для изготовления тонких и достаточно прочных плоскопараллельных подложек сплошных и полупрозрачных зеркал применила прозрачные полиэфирные пленки типа «мелинекс». По сообщению фирмы, зеркала, изготовляемые вакуумным напылением слоя алюминия на поверхность пленки «мелинекс» толщиной 0,13 мм, характеризуются высокой жесткостью и прочностью. Тонкие и прочные подложки зеркал можно изготовить также из отечественных синтетических материалов, например, лавсана, целлофана, полиэтилена, тефлона, трифторхлорэтилена, спектральная прозрачность которых показана на рис. 7.26.

Пучок лучей, идущих от зеркала гироскопа, отражается на двух поверхностях нижнего зеркала. Для уменьшения помех от двоения изображения необходимо выбирать степень пропускания пластины так, чтобы основное изображение прицельных марок было наиболее контрастным по отношению к вторичному изображению. Расчеты показывают, что наилучшая контрастность обеспечивается при зеркальном покрытии примерно с 50 %-ным пропусканием на поверхности пластины, обращенной к зеркалу гироскопа. При таком зеркальном покрытии с 96 %-ным отражением и 50 %-ным пропусканием отражения в объектив световая энергия составляет в полезном потоке свыше 23 %, а во вторичном — не более 0,5 % от светового потока, идущего на полупрозрачный слой от светящей сетки. При коэффициенте пропускания 45 и 55 % мощность основного потока снижается до 22 %, а вторичный поток остается практически таким же, как при 50 %-ном пропускании. При нанесении зеркального слоя на поверхность, обращенную к сетке, мощность вторичного потока в сторону объектива возрастает в 4-5 раз, а полезный поток снижается. Это наглядно иллюстрируется схемой на рис. 7.40. Зеркальное покрытие должно обладать высокой отражательной способностью в световом диапазоне излучения.



Рис. 7.40. Схемы действия полупрозрачных зеркал Зеркальные покрытия с 50%-ным пропусканием указаны толстой линией

Коллиматорные визиры с зеркальным объективом применены в прицельных постах системы дистанционного управления турельными орудийными и пулеметными установками бомбардировщиков типа «летающая крепость». Визир установлен в качалке прицельного поста между двумя гироблоками (рис. 7.41).

Оптическая схема визира (рис. 7.42) включает зеркальный объектив с внутренним отражением 1, отражатель 2, защитное стекло 3, зеркало 4, сеточный механизм 5, матовое стекло 6, лампу 7 и поворотные светофильтры 8. Коллиматорный визир прицельных постов для освобождения поля обзора оператора выполнен с тупым углом излома оптической оси. Это частное решение не является обязательным. Коллиматор можно выполнить с любым углом излома оптической оси, а также без ее излома. Применение зеркального объектива позволяет в тех же габаритах создать более длиннофокусную систему с меньшим относительным отверстием, а следовательно, и с меньшими аберрациями. Основным недостатком зеркальной схемы является необходимость установки в пространстве обзора оператора непрозрачных деталей крепления зеркала, что ухудшает обзор. Остальные свойства линзового и зеркального коллиматорных визиров аналогичны.

Для обеспечения ночного наблюдения цели параллельно коллиматорным визирам в ПВС устанавливают инфракрасные оптические визуальные системы с электронно-оптическим преобразователем, совмещая их поля зрения с помощью дополнительной оптической системы — элемента сопряжения. Это позволяет при ночном наблюдении видеть прицельные марки коллиматорного прицела и использовать его оптико-гироскопический построитель упреждения, внешнебазный дальномер и электрическую схему. Увеличение инфракрасного и коллиматорного визиров одинаково и равно единице. Оптический элемент сопряжения можно выполнить в виде тонкой линзовопризменной телескопической оптической системы с изломанной осью или с помощью волоконной оптики. Увеличение элемента сопряжения равно единице. Поля зрения инфракрасного визира и элемента сопряжения должны обеспечивать наблюдение светящейся сетки ПВС при любых углах упреждения.



Рис. 7.41. Качалка прицельного поста с коллиматорным визиром и двумя гироблоками



Рис. 7,42. Оптическая схема коллиматорного визира ПВС с зеркальным объективом

Разрешающая способность инфракрасного визира вместе с элементом сопряжения должна максимально приближаться к разрешающей способности коллиматорного визира. Разрешающая способность распространенных инфракрасных; визуальных приборов с кислород-

ноцезиевым ЭОП достаточно высока и равна примерно 1 мрад, а их чувствительность в ближней инфракрасной области приближается к чувствительности глаза в видимой области излучения. Это условие по разрешающей способности при соответствующей конструкции оптического элемента сопряжения можно удовлетворить. Оптическая схема инфракрасного визира с ЭОП представлена на рис. 7.43.

В целях обеспечения свободного пространства для катапультирования летчика вместе с сиденьем он удален от ПВС так, что расстояние от глаза летчика до отражателя коллиматорного визира равно 400 ... 500 мм (удаление выходного зрачка коллиматорного прицела). Удаление выходного зрачка инфракрасного визира обычно равно 30 ... 100 мм, поэтому его устанавливают сзади ПВС. При этом общая длина инфракрасного визира и элемента сопряжения должна быть равна разности удалений выходных зрачков ПВС и инфракрасного визира. В некоторых конструкциях инфракрасный визир устанавливают на поворотном кронштейне и в рабочем положении его оптическая ось совмещена с нулевой линией визирования ПВС. Днем он отводится в сторону. В этом случае исключается оптический элемент сопряжения, но подвижное крепление не обеспечивает необходимой точности совмещения оптических осей инфракрасного визира и ПВС.

Коллиматор радиодальномера (РД), устанавливаемый соосно с коллиматором оптического ПВС, вводит в поле зрения изображение светящейся прицельной марки, размер которой соответствует видимому угловому размеру цели при измеренной дальности.



Рис. 7.43. Оптическая схема инфракрасного визира с ЭОП:

1 — лучи от невидимого объекта; 2 — объектив; 3 — оптическое изображение; 4 — фотокатод; 5 — электронный луч; 6 — электронно-оптическое изображение; 7 — люминесцирующий экран; 8 — зрачок глаза; 9 — лупа; 10 — анод; 11 — электрод электронной линзы (фокусирующей системы); 12 — фокальная плоскость объектива Рис. 7.44. Схема компоновки оптико-гироскопического ПВС с инфракрасным визиром и визиром радиодальномера:

І — визир раднодальномера; 2 — прицел воздушной стрельбы; 3 — инфракрасный визир; 4 — подголовник сидения; 5 — приборная доска; 6 — бронестекло; 7 прозрачный элемент фонаря; х и <sub>хпр</sub> — продольные оси самолета и прицела; ф угол упреждения



Схема компоновки оптико-гироскопического ПВС с инфракрасным и радиолокационным визирами в кабине самолета приведена на рис. 7.44. Общий вид установки оптико-гироскопического прицела и визира радиодальномера в кабине самолета-перехватчика показан на рис. 7.45.

Инфракрасный коллиматорный авиационный прицел AN/ASG-14 самолета F-104 Старфайтер объединяет в себе оптико-электронную систему обнаружения цели по ее пассивному излучению, а также проекционную систему визуальной индикации цели в инфракрасном диапазоне (рис. 7.46). Входное отверстие оптико-электронного прибора обнаружения цели расположено перед бронестеклом. В качестве ПЛЭ применен охлаждаемый сернистосвинцовый фоторезистор с максимумом чувствительности при  $\lambda_{max} = 2,5$  мкм и сравнительно широкой рабочей спектральной полосой от 1,6 до 3,0 мкм. Это позволяет обнаруживать цели с максимумом излучения при температурах от 900 до 1800 К.

В поле зрения прицела пилот видит одновременно управляемую построителем упреждения прицела прицельную марку и скоординированную оптико-электронным пеленгационным устройством отметку невидимой цели. В дневное время пилот видит сквозь отражатель прицела и бронестекло реальную цель.

В другом инфракрасном американском прицеле AN/AAR-21 системы поиска и слежения разделены и дополнительно введен инфракрасный дальномер, основанный на одновременном слежении за целью двумя оптико-электронными системами.

При установке на сверхзвуковых самолетах прицельных постов для дистанционного управления поворотными стрелково-пушечными

установками или оптическим координатором ТГС реактивного снаряда класса «воздух—воздух» в процессе поиска и захвата цели перед стартом целесообразно применять перископические визиры, создающие

Рис. 7.45. Оптико-гироскопический авиационный стрелковый прицел (1) и визир радиодальномера (2) в кабине самолета перехватчика





Рис. 7.46. Инфракрасный коллиматорный авиационный прицел AN/ASG-14 в кабине самолета F-104



аэродинамическое сопротивление минимальное (рис. 7.47). 3a пределы общивки самолета выступает головная часть визира 1, закрытая прозрачным колпаком пирамидальной или сферической формы. Оптическая система построена по панорамной схеме с вращающейся компенсационной призмой между линзами оборачивающей системы. Направление визирования изменяется поворотом призмыкуба вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. Пространство обзора является частью сферы, ограниченной корпусом самолета. Светящиеся прицельные марки от оптико-гироскопического построителя упреждения 2 вводятся в поле зрения с помощью проекционной линзы 3 и плоскопараллельной полупрозрачной пластины 4. Изображение пространства предметов и прицельных марок может рассматриваться глазом оператора непосредственно через окуляр 5 или дистанционно с помощью видикона 6 и телеканала. В последнем случае телеэкран 7 и рукоятки 8 дистанционного управления оружием можно устанавливать в любом месте самолета.

Сеточные механизмы современных ПВС предназначены для создания в поле зрения изображения центральной прицельной марки и построения дальномерного кольца, диаметр которого (рис. 7.48) выражается формулой  $b_L = (f E \cos q)/L$ , где f — фокусное расстояние объектива; L — дальность цели; E — база (размер) цели; q курсовой угол цели.

Так как в условиях воздушного боя невозможно измерить величину q со средней квадратичной ошибкой менее 3 ... 8°, на практике q заменяют средним значением  $q_{\rm cp}$ , соответствующим наиболее вероятной величине. Для ПВС современных самолетов-истребителей, ата-



Рис. 7.48. Схема измерения дальности внешнебазным дальномером

кующих цель, как правило, под малыми ракурсами (до 0,5), величина  $q_{\rm cn} \simeq 15^\circ$ .

Дальномерная формула решается в логарифмическом масштабе, что позволяет заменить умножение и деление сложением и вычитанием в соответствии с уравнением

$$\ln b_L = \ln E - \ln L + C_L,$$

где постоянная величина  $C_L = \ln f + + \ln \cos q_{\rm cp}$ .

В простейшем логарифмическом сеточном механизме имеются растры с одинаковым количеством прозрачных радиальных и логарифмических линий (рис. 7.49). При наложении растров образуется

прозрачное «точечное» кольцо, диаметр  $b_L$  которого изменяется в зависимости от углов поворота растров. На поворот растров вводятся величины  $\ln 5$  и  $\ln L$ . «Точки» кольца имеют ромбическую форму. Ширина прозрачных линий делается переменной. В центральной зоне размеры ромбиков примерно одинаковы с размерами центральной марки. При изменении дальности цель обрамляется кольцом, как это показано на рис. 7.38. Если край цели попадает между «точками» кольца, то точность измерения дальности уменьшается. Увеличение числа «точек» кольца в двухсеточном механизме приводит к уменьшению углового масштаба дальности и базы цели, а следовательно, к потере точности дальномера. Применяются двухрастровые сеточные механизмы с числом «точек» 6...8.

Для построения колец с большим числом точек применяется трехрастровый логарифмический сеточный механизм, в котором лишние точки пересечения прозрачных линий первого и второго растров перекрываются третьим растром (рис. 7.50). Чтобы обеспечить перекрытие лишних точек, отношение показателей степени в уравнениях



Рис. 7.49. Растры двухсеточного логарифмического механизма





Рис. 7.50. Трехрастровый логарифмический сеточный механизм:

1 — рукоятка базы цели; 2 — потенциометр-датчик дальности; 3 — рукоятка дальности цели

логарифмических спиралей двух растров должно быть простым дробным числом, а скорость вращения растров — одинаковой. Последнее обеспечивается применением зубчатого дифференциала с сателлитным зубчатым колесом, ось которого закреплена на оправе растра дальности с радиальными прозрачными линиями. Растр дальности делается из тонкой фольги, чтобы максимально приблизить к фокальной плоскости объектива логарифмические растры, которые вынолняются из фольги или на стекле. Прозрачные растры из фольги выполняются травлением.

Наибольшие удобства при обрамлении цели достигаются при сплошных дальномерных кольцах, которые можно получить в результате дополнительного быстрого вращения рассмотренных сеточных механизмов, а также применяя для построения светящегося кольца переменного размера ирисовую диафрагму с заполированной фаской или коническое зеркало.

Схема построения светящегося кольца переменного размера с помощью ирисовой диафрагмы приведена на рис. 7.51. В фокальной плоскости объектива 1 установлена ирисовая диафрагма 2 с тонкой полированной фаской. Фаска освещается с помощью торического



рефлектора 3 кольцевым осветителем из нескольких ламп 4. Нерабочие поверхности диафрагмы и шторки 5 покрыты черной рассеивающей краской. На темном рассеивающем фоне кольцевая фаска видна в виде светящегося кольца.

Рис. 7.51. Схема построения светящегося кольца с помощью ирисовой диафрагмы:

/ — объектив прицела; 2 — днафрагма с полированной фаской; 3 — торический рефлектор; 4 — лампы; 5 — шторка

#### 7.6. ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ В СИСТЕМАХ НАВЕДЕНИЯ И САМОНАВЕДЕНИЯ ЛА

Качество приборов наведения и самонаведения ЛА в значительной степени определяется надежностью и точностью канала связи. Чем короче длина волны электромагнитных колебаний канала связи, тем выше точность его действия.

С развитием радиотехнических средств связи рабочие частоты возрастали. При этом рабочие длины радиоволн сократились от километров до сантимстров. При попытке создать более коротковолновый генератор в диапазоне радиочастот встретились с непреодолимыми трудностями. Объемные радиотехнические резонаторы должны иметь размеры порядка излучаемой длины волны. Создание высоких объемных резонаторов с габаритами около миллиметра связано со значительными технологическими затруднениями, так как при изготовлении требуется микронная точность, что трудно осуществить в серийном производстве. Предельные частоты радиоламп ограничиваются и тем, что их малые габариты вступают в противоречие с потребностью в высоких плотностях тока.

В миллиметровом диапазоне встречаются трудности из-за большого затухания радиоволн и паразитного излучения с изгибов, опор и других неоднородностей во внутренней полости волновода. Субмиллиметровые волны с длиной волны меньше миллиметра поглощаются в атмосфере настолько сильно, что они неприменимы в системах наведения на большие дальности. При дальнейшем повышении частот атмосфера пропускает электромагнитные волны значительно лучше, но это уже частоты оптического диапазона с длинами волн 39 ... 40 и менее 15 мкм. Эти длины волн соответствуют частотам 10<sup>13</sup> ... ... 10<sup>15</sup> Гц. Практически освоенные радиоволны имеют частоты 10<sup>4</sup> ... 10<sup>10</sup> Гц.

Так как при тех же габаритах приемного устройства минимальное разрешаемое расстояние системы визирования приближенно прямопропорционально длине волны, то точность оптических систем в 1000 ... 10 000 раз выше наилучших радиосистем. Следовательно, перспективные пути развития локации и связи лежат в области более коротковолновых излучений, т. е. в области оптики.

В области оптики наиболее эффективными источниками излучений являются лазеры, в которых генераторами являются микрочастицы вещества, обладающие свойствами индуцированного возбуждения. Микрочастицы вещества обладают энергией, соответствующей определенным энергетическим уровням, зависящим от состояния вещества. Если микрочастица излучает энергию, то она понижает свой энергетический уровень. Если микрочастица поглощает энергию, то она переходит на более высокий энергетический уровень (рис. 7.52). При этом микрочастица дискретно обменивается энергией с электромагнитным полем.

Если микрочастицу (молекулу, атом, ион и др.) оптически активного вещества, находящуюся на основном для данного состояния



Рис. 7.52. Схема энергетических уровней микрочастиц оптически активного вещества

вещества энергетическом уровне, облучить при определенных условиях внешним источником электромагнитной энергии, то она поглотит дополнительную энергию, возбудится и перейдет практически мгновенно на более высокий нестабильный энергетический уровень. Возбужденная микрочастица самопроизвольно практически мгновенно (примерно через стомиллионную долю секунды) перейдет с нестабильного высокого уровня на более низкий энергетический уровень, излучив при переходе избыточную энергию в виде электромагнитной радиации определенной длины волны. Длина волны излучения возбужденных микрочастиц зависит от их энергии и от условий возбуждения.

Излучение может быть двух видов: когерентное, т. е. согласованное, или некогерентное, т. е. хаотическое. Примером некогерентного излучателя является нагретое тело, микрочастицы которого испускают лучистую энергию порциями с разной длиной волны и несогласованно во времени и направлении. Одинаковые микрочастицы некоторых оптически активных веществ обладают одинаковым свойством переходить под влиянием внешнего возбудителя в возбужденное состояние и «жить» на высоком относительно стабильном (метастабильном) уровне в тысячи и десятки тысяч раз дольше (от одной стомиллионной секунды до нескольких секунд), чем на нестабильных высоких уровнях. Это свойство микрочастиц позволяет накопить на высоком относительно стабильном уровне большое количество возбужденных микрочастиц, т. е. создать в веществе большой потенциальный запас энергии. Облучив возбужденные микрочастицы квантами излучения внешнего электромагнитного поля с частотой, соответствующей частоте у разрешенного перехода, можно искусственно практически мгновенно возвратить все микрочастицы на основной уровень и когерентно излучить очень большую мощность n<sub>2</sub>hv (где n<sub>2</sub> — число возбужденных микрочастиц) в виде «лавины» видимого или инфракрасного излучения со строго постоянной частотой  $v = (E_1 - E_0)/h$ , где  $E_0$  и  $E_1 -$ энергия микрочастицы в Дж на основном и высоком энергетическом уровнях; h — квантовая постоянная Планка.

Искусственно созданное когерентное излучение называется индуцированным. Открытие эффекта индуцированного излучения принадлежит группе советских ученых во главе с В. А. Фабрикантом. Начальные положения были ими сформулированы в 1940 г. на основе спектральных исследований газового разряда. В 1953—1955 гг. Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым предложен новый принцип и основана теория генерации и усиления излучения в лазерных приборах на базе индуцированного когерентного излучения, созданного вспомогательным излучением — «подкачкой». На базе этого принципа в 1957—1958 гг. Н. Г. Басов, Б. М. Вул, Ю. М. Попов, А. М. Прохоров в СССР и Ч. Таунс и А. Шавлов в США создали первые генераторы и усилители сантиметрового и дециметрового диапазона, а в 1960 г. Т. Майман в США сконструировал квантовый генератор оптического диапазона. Работы Н. Г. Басова и А. М. Прохорова всемирно признаны основополагающими в области создания новой науки — квантовой электроники — и удостоены в 1959 г. Ленинской премии, а в 1964 г. — Нобелевской премии по физике одновременно с работами Ч. Таунса, проводившего исследования в этой области в США по некоторым вопросам независимо от работ советских ученых. Это открытие оказывает революционизирующее влияние на развитие многих отраслей науки, техники и культуры, так как применение лазеров приводит к качественно новым научным и техническим лостижениям.

Работы в области создания и применения лазеров во всех развитых странах ведутся с чрезвычайно большой интенсивностью. В США уже в 1962 г. в разработку лазеров и лазерных приборов было включено 400 научных организаций и крупнейших приборостроительных фирм. По мнению американских специалистов, темпы развития лазеров превзойдут темпы развития полупроводников.

Генерирование и усиление света индуцированным излучением возможно, если число возбужденных микрочастиц на верхнем энергетическом уровне значительно больше, чем число невозбужденных микрочастиц на нижнем энергетическом уровне, так как последние всегда поглощают энергию внешнего излучения. Число возбужденных частиц увеличивается объемным оптическим резонатором с высокой добротностью, в котором лучистая энергия, многократно отражаясь от зеркал, проходит в оптически активной среде большой путь и методом резонансного усиления возбуждает много атомов.

Примером является устройство с кристаллом рубина, в котором 0,05 ... 0,5 % атомов алюминия замещено ионами хрома. Кристалл имеет форму стержня диаметром несколько миллиметров. Длина стержня в 8 ... 12 раз больше его диаметра. Торцы стержня представляют собой полированные плоские или сферические зеркала, перпендикулярные оптической оси кристалла. Отражающий слой многослойный полупроводниковый. Одно зеркало — непрозрачное, а второе — пропускает часть лучистой энергии во внешнюю среду.

Для возбуждения ионов хрома используется газоразрядная ксеноновая лампа с рабочим периодом в несколько миллисекунд и потребляемой энергией в несколько тысяч джоулей. Лампа питается от батареи конденсаторов с напряжением в несколько киловольт. Часть потребляемой энергии превращается лампой в импульсы зеленоголубого излучения.

Кристалл рубина, поглощая лучистую энергию в сравнительно широкой спектральной полосе, передает ее в более узкую линию излучения трехвалентного иона хрома с  $\lambda = 694,3$  нм. Возбуждение ионов хрома в кристалле рубина светом большой интенсивности вызывает их вынужденный переход на высокий интенсивности вызывает их вынужденный переход на высокий относительно стабильный уровень, где они могут «жить» в течение 0,0005... ... 0,001 с. Это свойство ионов хрома позволяет накопить запас лучистой энергии в кристалле и создать состояние инверсной населенности на относительно стабильном уровне. В этих условиях возбужденные ионы хрома лавинообразно возвращаются на основной уровень и когерентно излучают сквозь частично прозрачное зеркало импульс лучистой энергии высокой мощности. Значительная часть энергии внешней подкачки переходит в тепло, поэтому кристаллические лазеры необходимо снабжать охлаждающими устройствами.

В простейшем случае кристаллические лазеры являются импульсными, но применение более мощных и эффективных источников подкачки в сочетании с совершенными охлаждающими устройствами позволяет создать кристаллические лазеры непрерывного действия. В качестве охлаждающих агентов применяются вода, жидкие азот и гелий и др. Мощность излучения кристаллических лазеров значительно повышается при применении в качестве источника подкачки вместо ксеноновой лампы светового импульса динамического пинч-эффекта плазмы, протекающего 1 мкс, т. е. в 1000 раз быстрее импульса ксеноновой лампы. Луч лазера имеет иглообразную форму с углом расхождения несколько угл. мин и обладает очень высокой монохроматичностью порядка 0,05 ... 0,02 нм при несущей длине волны 694,3 нм, т. е. узкой полосой часто до 1 ГГц при несущей частоте свыше 10<sup>5</sup> ГГц.

Важную роль в уменьшении угла расхождения и повышении монохроматичности излучения играет конструкция оптического резонатора, зеркала которого должны быть в высокой степени параллельны и должны обладать максимально узкой спектральной полосой отражения. Мощность рубинового лазера на 1 кГц ширины полосы частот в одинаковом телесном угле в десятки миллиардов раз больше мощности, излучаемой в той же полосе частот с 1 см<sup>2</sup> поверхности Солнца. Импульсные рубиновые лазеры создают мощность в импульсе до  $10^3 \dots 10^4$  Вт. Период излучения  $\tau \simeq 0.5$  с; длительность импульса равна 0,1 … 1,0 мс; к. п. д. — порядка нескольких сотых долей процента. Рубиновый лазер при применении фокусирующей оптики создает облученность до  $10^8 \dots 10^9$  В/см<sup>2</sup>.

Еще более высокой монохроматичностью обладает луч лазера с газовой активной средой, ширина спектральной линии которого меньше 1 кГц при несущей частоте 10<sup>11</sup> кГц. Газовый резонатор представляет собой кварцевую трубку с зеркалами на концах, наполненную, например, смесью гелия и неона. Коэффициент отражения зерРис. 7.53. Схема энергетических уровней гелия неона

эффициент

ство неона.

20 9-е у впгазне 17 16 кал -- около 99 %; копрозрачности зеркал — примерно 0,3 %. Количество гелия в несколько (5...15) раз превышает количе-ក់ដ Ne

Отличительной особенностью газового лазера является метод возбуждения атомов вещества тлеющим электрическим разрядом, возникающим внутри трубки под влиянием генератора колебаний СВЧ с частотой около 30 МГц и мощностью всего в несколько десятков ватт. Возбужденные электрическим разрядом до относительно стабильного энергетического уровня 23s атомы гелия, электронно соударяясь с атомами неона, находящимися на своем основном уровне, передают им свою энергию и возвращаются на свой основной энергетический уровень (рис. 7.53). Атомы неона, возбуждаясь, переходят на энергетический уровень 2s, близкий уровню 2<sup>3</sup>s. Наличие у атомов гелия и неона весьма близких относительно стабильных энергетических уровней 2<sup>3</sup>s (19,81 э·В) и 2s (19,77 э·В) позволяет передавать при электронном ударе энергию от атома гелия к атому неона с минимальным изменением общей внутренней энергии соударяющихся атомов. Такой процесс возбуждения атомов неона сопровождается весьма малым превращением внутренней энергии атомов в кинетическую энергию и происходит практически без нагревания. Не--- Ne газовые лазеры не нуждаются в холодильниках і. работают при обычных температурах.

25 -

Преобладание переходов атомов неона на энергетический уровень 2s приводит к превышению населенности этого уровня по сравнению с уровнем 2p, на котором атомы способны поглощать энергию. Следовательно, «лишние» возбужденные атомы уровня 2s при самопроизвольном переходе на уровень 2р создают во всем объеме трубки непрерывное когерентное излучение, выходящее через частично прозрачные зеркала узким пучком. Ширина пучка лучей равна 1 ... 10 угл. мин.

Замечательное свойство атомов неона заключается в том, что его относительно стабильные энергетические уровни имеют сложный характер и состоят из нескольких подуровней. Уровень 2s состоит из 4, а уровень 2р — из 10 подуровнеи, поэтому число возможных различных по своим свойствам переходов атома неона с уровня 2s на уровень 2р равно 40. Каждому такому переходу соответствует определенная длина волны и частота излучения; 30 из них расположены в инфракраснои области. Наиболее интенсивное непрерывное и импульсное излучение газового гелий-неонового лазера получено на длине волны  $\lambda = 1153$  нм ( $\nu = 2,5 \cdot 10^5$  ГГц).

В 1959 г. советскими учеными Н. Г. Басовым, Б. М. Вулом, Ю. М. Поповым опубликована первая работа по применению полупроводников для лазеров, в которой предложен метод возбуждения чистого однородного полупроводника импульсами сильного электрического поля. Это положило начало интенсивным работам по созданию полупроводниковых лазеров в ряде высокоразвитых в научном отношении стран, что позволило к 1962—1963 гг. построить лазеры с использованием *p*—*n*-перехода в арсениде галлия и в сплаве арсенида и фосфида галлия.

В лазере на арсениде галлия используются его монокристаллы, по форме близкие к кубу, с размерами порядка десятых долей миллиметра. Две противоположные грани в виде полированных зеркал с коэффициентом отражения примерно 30 % образуют объемный резонатор. Другие пары граней сошлифованы под острым углом, чтобы они не создавали паразитных резонаторов. Перпендикулярно зеркалам в середине монокристалла находится p-n-переход. Области pи n легированы до концентраций вырождения. При рабочей температуре лазера 77 К (жидкий азот), импульсах напряжения длительностью 2 ... 5 мкс и плотности тока 8500 А/см<sup>2</sup> создаются условия инверсной населенности и в направлении, перпендикулярном зеркалам резонатора, возникает индуцированное когерентное излучение на длине волны 842 нм. Излучение происходит при высокой концентрации неравновесных носителей в полупроводнике вследствие рекомбинации положительных и отрицательных зарядов в его веществе.

Ширина спектральной полосы когерентного излучения лазера на арсениде галлия при малых токах равна 10 ... 12,5 нм и сужается с увеличением питающего тока до величины порядка десятых и сотых долей нанометра. Однако с увеличением тока возрастает паразитное некогерентное излучение (медленнее, чем когерентное), что накладывает некоторое ограничение на увеличение тока. Лазеры из арсенида галлия созданы с различными режимами электрического питания и охлаждения, в том числе и при комнатной температуре. Построены лазеры и на других полупроводниках.

При одинаковом объеме оптически активного вещества излучаемая полупроводниковыми лазерами мощность в сотни тысяч раз больше, чем рубиновых. Полупроводниковые лазеры работают в импульсном и непрерывном режиме; их излучение просто модулируется изменением режима питающего электрического тока; к. п. д. преобразования электрической энергии в лучистую в импульсном режиме достигает 60 ... 90 %, а в непрерывном — 75 ... 95 %. Полупроводниковые лазеры применимы и для обратного процесса — непосредственного преобразования лучистой энергии в электрический ток с к. п. д., близким к 100 %.

Основным недостатком полупроводниковых лазеров является значительное расхождение пучка излучения (до 10 ... 15°) в направлении плоскости *p*—*n*-перехода и до 3 ... 4° — в перпендикулярной ей плоскости, поэтому к оптическим системам концентрации пучка предъявляются требования, несравнимо более высокие, чем в газовых и рубиновых лазерах. Рис. 7.54. Схема лазерного усилителя

Оптическая подкачка

При применении в оптическом резонаторе зеркал с небольшим коэффициентом прозрачности, его можно использовать в режиме усилителя лучистой



энергии (рис. 7.54). Такое устроиство называется лазерным усилителем (ЛУ).

Слабый модулированный лучистый сигнал направляется оптической системой сквозь частично прозрачное зеркало внутрь резонатора строго вдоль его оси. Резонатор подвергается лучистой подкачке с уровнем энергии сигнала на малую величину ниже минимального уровня энергии индуцированного излучения. Частично прозрачное входное зеркало пропускает излучение в узкой полосе электромагнитных колебаний частоты разрешенного перехода. Входной лучистый сигнал, создавая в резонаторе дополнительное возбуждение атомов оптически активной среды, вызывает усиленное индуцированное излучение, которое превышает порог генерации и проходит через частично прозрачное зеркало во внешнюю среду в виде усиленного входного лучистого сигнала, модулированного одинаково с входным сигналом.

Так как индуцированное излучение в ЛУ возникает только при входном сигнале со строго установленной частотой и при входе сигнала строго вдоль оси резонатора, то такой усилитель практически невосприимчив к помехам, поэтому он с успехом может применяться не только в оптических, но и в радиотехнических и в электронных системах.

Широкое применение находят лазерные оптико-электронные приборы в системах связи, так как они позволяют передавать большой объем информации, обладают высокой помехозащищенностью и потребляют в миллионы и миллиарды раз меньшую мощность, чем другие средства связи. Особенно перспективно их применение для космической связи, где расход мощности на передачу двоичного знака информации в секунду когерентным лучом составляет в определенных условиях около 10<sup>-16</sup> Вт. При решении такой же задачи микроволновой или некогерентной световой аппаратурой расход мощности составит соответственно 10<sup>-7</sup> и 10<sup>-10</sup> Вт.

Так как потери на прохождение лучистой энергии на высотах выше 11 ... 12 км практически отсутствуют, то применение лазерных каналов связи в приборах наведения и самонаведения ЛА верхней атмосферы и космоса имеет неограниченные перспективы. В качестве наиболее важных каналов лазерной связи следует назвать узконаправленную лучистую передачу модулированных сигналов команд активного и полуактивного самонаведения ЛА в верхней атмосфере и космосе. Лазерными дальномерами и локаторами дальность и угловые координаты целей определяются с ошибкой, в несколько тысяч раз меньшей, чем радиолокаторами. При этом потребляемая мощность, габариты и масса аппаратуры, а также отношение сигнала к шуму становятся во много раз выше. Весьма важно, что когерентное излучение лазеров в отличие от радиоволн проходит через ионизированный слой, окружающей космические ЛА при входе в плотные слои атмосферы. Это проверено лабораторией Линкольн Массачусетского технологического института при испытаниях полупроводникового лазера из монокристалла мышьяковистого галлия *n*-типа с примесью цинка *p*-типа при плотности энергии излучения 2500 Bt/см<sup>2</sup>.

Макет американской спутниковой передающей и приемной станций с лазером на углекислом газе и гетеродинным приемом обеспечивает пространственное слежение за другим ИСЗ в угле обзора  $20 \times \times 20^{\circ}$  со статической ошибкой 7 мкрад и динамической ошибкой 3,5 мкрад при угловой скорости линии цели 0,03 град/с. При мгновенном поле зрения, равном 0,26°, обеспечивается обнаружение и захват сигнала при скорости линии цели до 0,3 град/с. Обнаружение и захват сигнала обеспечиваются при начальном наведении с точностью  $\pm 0,1^{\circ}$  за время менее 1 мин. Это с избытком обеспечивает работоспособность системы при всех ожидаемых возмущениях в движении ИСЗ. Эта станция обеспечивает скорость передачи информации 300 Мбит/с и измерение доплеровского сдвига в пределах  $\pm 700$  МГп. По проекту станция в окончательном варианте рассчитана на потребление энергии от бортовой сети ИСЗ менее 100 Вт.

Автоматическое слежение лучом лазерного локатора с частотой излучения 1 Гц и мощностью в импульсе в 1 Дж за американским спутником S-66 осуществлялось с разрешающей способностью порядка 30 м. В этом случае луч искусственно расширяется до 3 угловых минут для облегчения наведения его на спутник. Спутник покрывается 360 уголковыми зеркалами, отражающими излучение в угле 10<sup>-4</sup> рад.

Советский лазерный фазовый дальномер КДГ-3, построенный на базе полупроводникового лазера на арсениде галлия, обеспечивает измерение дальности в диапазоне 0... 2500 м с точностью ±2... ... 3 см. Потребляемая дальномером мощность равна 6 Вт.

С помощью лазерного дальномера на рубине с длительностью зондирующего сигнала 0,3 нс, достигнутой методом модуляции добротности, сотрудники французской обсерватории Сан-Мишель де Прованс измерили дальность до одного из орбитальных спутников 1517 км 992 м с точностью ±8 м.

Построенные за рубежом малогабаритные дальномеры на рубине, неодимовом стекле и алюминиево-иттриевом гранате при массе от 20 до 2 кг обеспечивают измерение дальности до 10 км с ошибкой 5 ... ... 10 м. В Сибирском отделении АН СССР разработаны лазерные навигационные системы для надежной посадки самолетов в сложных метеорологических условиях при любых, с точки зрения видимости, погодных условиях [7].

Измерение скорости сближения двух ЛА, участвующих в решении задачи встречи, например, при стыковке искусственных спут-

ников Земли, на базе эффекта Доплера с помощью высококогерентного непрерывного излучения лазера производится с точностью, недосягаемой для радиотехнических волн. Скорость сближения определяется общеизвестной формулой  $\dot{L} = c\Delta f/2f$ , где c — скорость света в м/с; f — частота электромагнитных колебаний в Гц;  $\Delta f$  сдвиг частот в Гц, вызванный относительным движением объекта наблюдения со скоростью  $\dot{L}$  в м/с.

При частоте оптических электромагнитных колебаний 10<sup>14</sup> Гц изменению скорости сближения на 1 см/с соответствует сдвиг частот на 0,7 · 16<sup>4</sup> Гц. Измерение частот с такой точностью даже в весьма широком днапазоне является технически простой задачей. При измерении относительной линейной скорости с помощью сантиметровых радиоволн на частоте 10<sup>10</sup> Гц изменению скорости сближения на 1 см/с соответствует сдвиг частот на десятые доли или единицы герц. Точное измерение такого сдвига частот на борту ЛА при широком диапазоне изменения относительных скоростей объектов встречает серьезные трудности.

Лазерные приборы с замкнутым контуром используют для измерения угловых скоростей и углов поворота. Они получили название лазерных гироскопов. В последние годы построены моноблочные лазерные гироскопы с максимальным габаритным размером не более 200 ... 50 мм, которые обеспечивают высокоточное измерение угловых скоростей в диапазоне от 10<sup>-3</sup> град/ч до сотен градусов в час. Это вполне соответствует диапазону относительных угловых скоростей, которые бывают в реальных условиях встречи ЛА.

Следовательно, лазерные гироскопы можно успешно применить вместо роторных гироскопов как в оптико-гироскопических построителях упреждения прицелов воздушной стрельбы, так и в гиросистемах инфракрасных головок самонаведения. В качестве меры борьбы с явлением «захвата» электромагнитных волн, ограничиващим чувствительность лазерного гироскопа при малых угловых скоростях, применяют наложение на корпус прибора искусственных вибраций с малой амплитудой и частотой 10 ... 40 Гц. В лазерном гироскопе отсутствует механическое движение деталей, что необходимо в роторном гироскопе, поэтому его работа независима от воздействия ускорений. Это исключает необходимость сложной динамической балансировки приборов.

Практически достигнутая чувствительность лазерных гироскопов характеризуется величинами 10<sup>-3</sup> град/ч, т. е. равна чувствительности прецизионных роторных гироскопов с газодинамическим, электромагнитным и электрическим подвесом ротора и ядерных гироскопов и на два порядка лучше чувствительности серийных роторных гироскопов с шарикоподшипниковым подвесом ротора (10<sup>-1</sup> град/ч). Уход лазерного гироскопа характеризуется величиной 10<sup>-2</sup> град/ч, роторного — до 0,1 ... 0,05 град/ч. Время готовности к работе оптического гироскопа равно 1 ... 2 с, а роторного — 1 ... 2 мин.

Большое значение имеют лазерные приборы в решении задач управления ракетами, самолетами, спутниками, космическими ЛА



Рис. 7.55. Лазер (1) и лазерные головки самонаведения (2) на вертолете «Кобра»

и межпланетными станциями, так как только эти приборы могут обеспечить достаточно высокую точность определения координат ЛА. Без лазерных приборов, в частности, невозможна автоматическая стыковка орбитальной станции из элементов, каждый из которых нужно запускать на орбиту раздельно в виде самостоятельного спутника Земли.

На ЛА применяются лазерные дальномеры и ОЭП самонаведения

управляемых реактивных снарядов. Например, на вертолете «Қобра» используется лазерный локатор-целеуказатель со стабилизированным лучом с углом расходимости 1 мрад и углом обзора ±60°, дальностью действия 7,7 км, частотой импульсов 20 Гц, а также лазерные ОЭП самонаведения управляемых реактивных снарядов (рис. 7.55). Лазерные ОЭП применяются для управления беспилотными минисамолетами и для управляемых реактивных снарядов по лучу [10].

Во Франции принят на вооружение бротовой оптический прицел с лазерным дальномером на гранате Nd : YAG с излучением пиковой мощностью 4 МВт на длине волны 1,06 мкм. Быстродействие прибора составляет 12 измерений в минуту [24].

Работы в области военных лазеров ведутся интенсивно во многих высокоразвитых странах. Так, например, министерство обороны США на исследования, разработку и закупку лазерной техники увеличивает ассигнования в каждом новом году примерно в 1,5 раза против предыдущего года. Программы ВВС США по лазерной технике охватывают самонаведение и наведение управляемых реактивных снарядов, измерение дальности, поиск и целеуказание, оптическое противодействие, локацию, голографические приборы и др.

## Глава 8 Анализаторы изображения оптико-электронных приборов

## 8.1. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

Изображение пространства предметов в картинной плоскости оптической системы в общем случае содержит ряд составляющих, созданных прошедшими через входное отверстие оптической системы лучистыми потоками от цели, фонов и искусственных помех. Фоны и помехи создают шумы в работе оптико-электронной системы (ОЭС), так как потоки от них, воздействуя на ПЛЭ, возбуждают электрические шумы, которые накладываются на полезный сигнал. Для уменьшения паразитных засветок от помех и фонов оптические системы координаторов цели выполняются узкопольными и в них применяются многоэлементные бленды.

Работоспособность ОЭП в значительной степени определяется отношением величины выходного полезного сигнала к шуму. Чем выше это отношение, тем работоспособнее ОЭП. Отношение полезного сигнала к шуму на выходе приемника излучения можно увеличить оптической фильтрацией, т. е. отделением излучения цели от излучений фоновых и активных помех. Оптическая фильтрации должна обеспечивать выделение полезного сигнала с минимальнымя потерями лучистой энергии от цели.

Излучение цели выделяется из суммарного лучистого потока, прошедшего во входное отверстие системы, методами оптической контрастной селекции, основанной на различии физических свойств излучения цели, фонов и искусственных помех, и оптической пространственной селекции, основанной на различии пространственных угловых размеров цели, искусственных помех и фонов. Контрастная селекция цели выполняется с помощью оптических спектральных фильтров, а также подбором ПЛЭ с максимальной чувствительностью, соответствующей максимуму спектрального излучения цели.

Пространственная селекция цели осуществляется с помощью анализатора изображения (АИ), растр которого установлен в картинной плоскости оптического устройства, где формируются изображения цели, помех и фонов. В условиях самонаведения снаряда на ЛА, как правило, источник излучения цели является точечным, так как его размеры малы по сравнению с дальностью. Изображение излучателя цели в картинной плоскости оптической системы также точечное. Его размеры отличны от теоретической точки ввиду наличия аберраций оптической системы и определяются величиной кружка аберрационного рассеяния.

Когда применение одноцветного ПЛЭ и пространственной селекции не позволяет выделить полезный сигнал от точечной цели, например, при наличии в поле зрения точечных организованных оптических помех, применяют для анализа изображения сочетание пространственной фильтрации с многоцветными ПЛЭ, используя различие в спектральном распределении излучения цели и организованных оптических помех.

Так как излучение цели выделяется для определения ее координат то, АИ должен координировать положение изображения цели в системе связанных осей ЛА. Следовательно, растр АИ в первую очередь должен выделить из суммарного лучистого потока, вошедшего во входное отверстие оптической системы, поток излучения точечной цели и координировать цель с помощью углов рассогласования и фазирования.

Поток излучения цели несет в себе информацию об угловых координатах цели и о ее дальности. Угловые координаты цели например, при амплитудно-фазовом методе модуляции определяются амплитудой и фазой лучистого сигнала в плоскости анализа изображения. Но амплитуда сигнала не является однозначной функцией угла рассогласования; она несет также информацию о дальности излучателя. В связи с этим метод модуляции лучистых потоков в плоскости анализа изображения при амплитудно-фазовом принципе должен обеспечивать возможность получения однозначной зависимости амплитуды сигнала от угла рассогласования. Обычно исключение зависимости амплитуды сигнала от дальности реализуется с помощью автоматического регулятора усиления (АРУ), принции действия которого пояснен в разд. 6.3 при рассмотрении структурных схем ОЭП самонаведения.

Кроме того, применение APУ или ограничителя амплитуды сигнала необходимо, чтобы предотвратить потерю работоспособности прибора самонаведения из-за так называемого «ослепления» мощным лучистым потоком на малых дальностях. «Ослеплением» прибора самонаведения называется потеря работоспособности из-за запирания усилителя мощности при чрезмерном возрастании электрического выходного сигнала приемника излучения, поэтому модуляцию лучистого потока от цели растром АИ желательно использовать и для определения его мощности. Это позволит ввести в предварительном усилителе электрического сигнала автоматическое регулирование его степени усиления и тем самым стабилизировать величину входного сигнала усилителя мощности.

Входной координирующий элемент АИ можно конструктивно совместить с ПЛЭ либо выполнить в виде самостоятельного блока.

Первый принцип осуществляется применением в узкопольной сканирующей или несканирующей широкопольной оптической системе координирующего ПЛЭ, в котором каждый элементарный участок самостоятельно воспринимает действие лучистого потока и вырабатывает выходной сигнал, соответствующий положению точечного источника излучения в предметном пространстве. Положению каждого элементарного участка координирующего приемника в картинной плоскости оптической системы соответствуют строго определенные угловые координаты как в пространстве изображений, так и в пространстве предметов. Следовательно, выходной сигнал каждого элементарного участка многоэлементного приемника соответствует строго определенным угловым координатам цели в пространстве предметов. Цель является точечным источником излучения, а фоны, как правило, имеют значительно большие размеры. Таким образом, выходной сигнал каждого элементарного участка координирующего приемника соответствует определенным угловым полярным координатам точечной цели.

Второй принцип реализуется на основе применения в оптической системе модулирующего растра АИ, устанавливаемого в картинной плоскости оптической системы перед одноэлементным ПЛЭ.

АИ состоит из растра, развертывающего устройства, обеспечивающего относительное перемещение изображения и растра, ПЛЭ и электронного тракта. Модуляция осуществляется либо перемещением растра по неподвижному изображению, либо перемещением изображения по неподвижному растру. При этом производится основная первичная оптическая селекция полезного оптического сигнала от помех. При относительном движении изображения и растра двумерные сигналы, характеризующие пространственные координаты точек изображения, преобразуются в одномерные дискретные сигналы, являющиеся функцией времени. Анализатор изображения действует как пространственный фильтр, по-разному пропуская различные пространственные частоты, характеризующие поле изображения. Так как в поле изображения ОЭПС точечная цель характеризуется высокими пространственными частотами, а протяженные фоны низкими, то конструкцию АИ нужно проектировать так, чтобы он корошо пропуская соответствующие высокие пространственные частоты.

Растр АИ — предпоследнее звено системы первичной обработки информации в оптическом диапазоне электромагнитной энергии. Таким образом, все оптические элементы прибора самонаведения начиная с защитного элемента и кончая чувствительным к лучистой энергии и преобразующим ее в электрическую слоем приемника излучения представляют собой систему первичной обработки информации в ОЭПС. Электронный тракт выполняет функции канала вторичной обработки информации и проводит дополнительную селекцию полезного сигнала от шумов, его усиление и передачу на входы следящего гиропривода и системы управления рулями ЛА. ПЛЭ как элемент оптической системы, воспринимающий лучистую энергию оптического диапазона, и как элемент электронного тракта, выдающий в электронный тракт электрический входной сигнал, является общим звеном каналов первичной обработки информации в ОЭП.

В основу принципов действия модулирующих растровых анализаторов изображения в ОЭПС самонаведения ЛА можно положить общепринятые в теории электромагнитных колебаний методы модуляции сигналов. В данном случае электромагнитные колебания, несущие информацию о цели, являются оптическими и поэтому растры АИ должны модулировать лучистый поток от цели. Выходные модулированные сигналы растра АИ также являются оптическими. На выходе оптической системы ПЛЭ преобразует оптическую энергию в электрические сигналы, подобные по своему характеру оптическим модулированным сигналам. Оптическая модуляция в АИ осуществляется путем преобразования непрерывного лучистого потока от цели в непрерывную или импульсную последовательность оптических сигналов, несущих информацию о цели в виде определенных параметров, присущих полученному типу модулированных сигналов.

При модуляции лучистого потока от цели АИ должны выделять полезный сигнал от внешних помех с наименьшими потерями лучистой энергии от цели.

Амплитудой оптических модулированных сигналов является амплитуда лучистого потока. После преобразования лучистого потока на выходе оптической системы в электрический сигнал его величина должна характеризоваться модулированным напряжением или током, подобным по амплитуде, фазе и частоте модулированному лучистому потоку. Следовательно, ПЛЭ должен преобразовать оптическую энергию в электрическую при строгой пропорциональности амплитуд оптических и электрических модулированных сигналов и соответствии их фаз и частот.

Растровые анализаторы изображения функционально модулируют закон изменения угловых координат цели: углов рассогласования и фазирования цели  $\varphi_{u}$  и  $\varphi_{\phi}$  или углов рассогласования цели по осям декартовой системы координат  $\varphi_{y}$  и  $\varphi_{z}$  амплитудой, фазой, длительностью или частотой последовательности изменяющихся во времени оптических сигналов. Анализаторы изображения с непрерывной модуляцией основаны на модуляции: амплитудной (AM), фазовой ( $\Phi$ M), частотой (ЧM), амплитудной-фазовой (A $\Phi$ M), амплитудночастотной (AЧM), фазово-частотной ( $\Phi$ ЧM). Анализаторы изображения с импульсной модуляцией основаны на изменении основных параметров импульсной последовательности: амплитуды, ширины, фазы или частоты импульсов и называются амплитудно-импульсными (AUM), частотно-импульсными (ШИМ).

Иногда из-за несовершенства конструкции некоторые растры АИ осуществляет более сложную по количеству видов модуляцию лучистого потока, чем это необходимо для решения основной задачи. Тогда основная модуляция является полезной, а дополнительная паразитной и не используется для передачи информации о координатах цели. Анализаторы изображения выполняются конструктивно, как правило, с прерыванием лучистого потока вращающимся растром или сканированием лучистого потока от цели по неподвижному растру вращающимся зеркалом.

## 8.2. АНАЛИЗАТОРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ БЕЗ НЕСУЩИХ КОЛЕБАНИЙ

# Анализатор изображения без несущих колебаний с полудисковым вращающимся растром

Для пояснения принципа анализа изображения с помощью растровой модуляции целесообразно рассмотреть этот вопрос сначала на примере простейшего растрового АИ. Этим условиям удовлетворяет АИ с полудисковым растром, распространенный в оптикоэлектронном приборостроении.

АЙ с полудисковым растром модулирует лучистый поток только колебаниями частоты вращения растра, являющейся частотой колебаний управления. Несущей частоты они не создают, поэтому они модулируют колебаниями частоты управления все составляющие суммарного лучистого потока, вошедшего во входное отверстие оптической системы. Вследствие этого одночастотные АИ действуют эффективно только тогда, когда в суммарном лучистом потоке излучения фонов малы. К таким условиям на практике приближается мощное излучение двигателя ЛА на фоне равномерного темного ночного неба в безлунную ночь. Но и в этом случае при неравномерной чувствительности площадки ПЛЭ анализатор изображения с полудисковым растром может создавать модулированные помехи.

Модулирующий растр выполнен в виде полудиска, одна половина которого в рабочем диапазоне длин волн излучения цели прозрачна, а вторая — непрозрачна (рис. 8.1). Растр вращается с постоянной угловой скоростью  $\omega_p$  вокруг оси оптической системы. Если центр чувствительной площадки ПЛЭ находится на оптической оси системы и чувствительность площадки равномерна, то при положении точечной цели на оптической оси кружок рассеяния изображения цели создает постоянную облученность приемника половиной потока и лучистая энергия от цели не модулируется

При углах рассогласования цели, отличных от нуля, но не превышающих углового размера радиуса кружка рассеяния изображения цели ( $0 < |\varphi_u| < d_p/2f$ ), открытая и закрытая растром части кружка рассеяния в общем случае различны и величина потока, облучающего ПЛЭ, изменяется непрерывно по гармоническому закону в зависимости от угла рассогласования и угла фазирования цели (рис. 8.2, *a*). При углах поворота растра, равных углу фазирования цели  $\varphi_{\Phi}$  или ( $\varphi_{\Phi} + \pi n$ ), в каждом обороте растра амплитуда проходящего на ПЛЭ излучения равна половине потока излучения цели, падающего на АИ.

Максимальная амплитуда проходящего через растр лучистого потока от цели  $\Phi_{\mathfrak{d},M}$  соответствует углу поворота диска, равному ( $\varphi_{\Phi} - 0,5$ ) +  $2\pi n$ . Величина амплитуды потока  $\Phi_{\mathfrak{d},M}$  приближенно пропорциональна углу рассогласования цели  $\varphi_{\mathfrak{u}}$  и является носителем информации о его модуле. Момент времени, в который величина проходящего через растр лучистого потока равна половине общего потока излучения, падающего

на растр от цели, определяется углом поворота диска, равным углу фазирования  $\phi_{\Phi}$ . Следовательно, в рассматри-



Рис. 8.1. Одночастотный растр в виде полудиска:

1. 2 н 3 — положение кружка рассеяния соответственно при  $\phi_{\bf II}=0, \ 0 < |\phi_{\bf II}| < < d_{\bf D}/2f$  и  $|\phi_{\bf II}| > d_{\bf D}/2f; \ d_{\bf D}$  — диаметр кружка рассеяния в оптической системе; f — фокусное расстояние оптической системы



Рис. 8.2. График модуляции сигналов в анализаторе изображения с полудиском:

a -при  $0 < | \phi_{II} | < d_p/2f;$  б — при  $| \phi_{II} | > d_p/2f;$  ф — угол фазирования;  $\Phi_{0.M}$  — модулированный лучистый поток

ваемых условиях ( $0 < |\varphi_{\mathfrak{q}}| < d_{\mathfrak{p}}/2f$ ) анализатор изображения позволяет определить угловые координаты цели полностью в виде ее углов рассогласования и фазирования (см. разд. 6.2). При углах рассогласования цели, бо́льших углового размера радиуса кружка рассеяния изображения цели ( $|\varphi_{\mathfrak{q}}| > d_{\mathfrak{p}}/2f$ ), график модуляции сигнала в АИ имеет вид, представленный на рис. 8.2, б. При идеально точечном изображении цели сигнал прямоугольный.

При конечном размере кружка рассеяния сигнал имеет форму синусоиды со срезанной вершиной и его длительность превышает полупериод вращения растра на время, в течение которого линия раздела растра проходит через кружок рассеяния. Время пропускания полного лучистого потока от цели на такой же отрезок времени меньше полупериода вращения растра.

Угловые координаты цели определяются в графике модуляции (см. рис. 8.2,  $\delta$ ) только частично в виде фазового угла  $\varphi_{\Phi}$ , отсчитываемого от оси *z* (см. рис. 8.1). Величина угла рассогласования одночастотным АИ в этих условиях не определяется и выходной сигнал ОЭС относится к типу «да—нет». Для оптимального управления приводом слежения за целью желательно получать управляющий сигнал, пропорциональный углу рассогласования цели, дифференцирование которого по времени дает относительную угловую скорость цели, необходимую для выполнения самонаведения по наиболее совершенному методу пропорционального сближения.

Фаза модулированного сигнала определяется фазочувствительным преобразователем (фазовым детектором) путем сравнения выходного сигнала ОЭС с синусоидальными сигналами генератора опорного напряжения (ГОН). Фазо-чувствительный преобразователь трансформирует сигнал полярных координат в сигналы декартовых координат по осям рулевой системы ЛА (см разд. 6.3). Синусоидальные опорные напряжения создаются в ГОН двумя обмотками, фазы напряжений которых сдвинуты относительно друг друга на 90°. Ротор ГОН вращается синхронно с модулирующим растром от общего привода.

## Анализатор изображения без несущих колебаний с переносом изображения

Относительное перемещение растра и изображения пространства тредметов в картинной плоскости оптической системы можно осуществлять переносом изображения. Наиболее простое конструктивное решение такого способа выполняется с применением вращающегося отклоняющего элемента. Рассмотрим схему с вращающимся с угловой скоростью сканирования  $\omega_p$  контррефлектором, нормаль которого  $N_0$  отклонена от нулевого положения оптической оси на некоторый постоянный угол (рис. 8.3). В картинной плоскости Fустановлен растр в виде круговой диафрагмы, ограничивающей размеры действующей чувствительной площадки приемника излучения. Приемник 3 установлен непосредственно за растром. Сканирующее зеркало 1 закреплено на оси двигателя так, что нормаль к отражаю-


Рис. 8.3. Оптическая схема со сканирующим зеркалом:

I — сканирующее зеркало с мотором; 2 — отверстие растра; 3 — ПЛЭ; 4 основное зеркало



Рис. 8.4. Схема сканирования изображения цели:

*I* — отверстне диафрагмы растра; 2 и 3 — кружок рассеяния при  $φ_{\Pi} = 0$  и при  $φ_{\Pi} ≠ 0$ ;  $φ_{y}$  и  $φ_{z}$  — углы рассогласования цели в декартовой системе координат; 4 и 5 — точки пересечения эксцентричной траектории кружка рассеяния с краями диафрагмы растра

щей поверхности при вращении зеркала описывает в картинной плоскости окружность с диаметром, равным половине диаметра отверстия растра 2.

Изображение точечной цели, находящейся в практической бесконечности на оптической оси основного отражателя 4, перемещается по окружности края отверстия растра; кружок рассеяния симметричен относительно края диафрагмы (рис. 8.4); приемник облучается постоянным потоком, примерно равным половине лучистого потока от цели, и лучистый поток от цели не модулируется. При смещении цели с оптической оси прибора самонаведения на угол рассогласования, больший радиуса кружка рассеяния, изображение цели перемещается по круговой траектории, эксцентричной относительно отверстия растра, и приемник облучается только при прохождении кружка рассеяния по дуге 4, 3, 5.

Лучистый поток от цели облучает приемник при сканировании периодически, и характеристика сигналов в течение каждого оборота содержит импульс пропускания потока и интервал его перекрытия (рис. 8.5). Фронт импульса изменяется по синусоиде и с увеличением угла рассогласования уменьшается по длительности. В оптических системах с высоким качеством аберрационной коррекции кружок рассеяния мал по сравнению с отверстием растра и фронт импульса может считаться практически вертикальным. Если угол рассогласования цели меньше половины углового размера диаметра кружка рассеяния, то проходящий в отверстие растра на приемник лучистый поток представляет собой импульс, изменяющийся по синусоидальному закону.

Длительность лучистого импульса зависит от соотношения диаметров кружка рассеяния и отверстия растра, а также от величины угла рассогласования. С увеличением угла рассогласования уменьшается длительность импульса т, а следовательно, и коэффициент



Рис. 8.5. График модуляции сигналов в анализаторе со сканирующим изображением:

 $\phi_{\Phi}$  — угол фазирования; т — длительность импульса;  $T_{\rm y}$  — период вращения зеркала;  $\Phi_{\rm a,\ M}$  — модулированный лучистый поток

заполнения периодического ряда импульсов  $\gamma = \tau/T_y$ , где  $T_y$  – период построения импульсов, т. е. период управляющих колебаний.

При этом возрастает скважность периодической последовательности импульсов  $N = 1/\gamma$ , что принципиально отличает АИ без несущих колебаний с переносом изображения пространства предметов от АИ с вращающимся полудиском, в котором коэффициент заполнения ряда в меньшей степени зависит от угла рассогласования и практически равен 0,5, когда модуляция считается непрерывной. При этом скважность равна 2, а мощность модулированных периодических импульсов лучистого потока приближенно определяется квадратом амплитуды первого члена ряда Фурье, описывающего рассматриваемые периодических сигналов (см. разд. 8.3). При непрерывной модуляции усилитель может иметь достаточно узкую по условиям помехоустойчивости полосу пропускания, соответствующую постоянной частоте модуляции основных импульсов лучистого потока.

АИ без несущих колебаний с переносом изображения в зоне больших углов рассогласования переходит от непрерывной модуляции к импульсной, и его скважность превышает2. Увеличение скважности последовательности импульсов требует расширения полосы пропускания усилителя. Если усилитель рассчитан на пропускание длительных импульсов, соответствующих малым углам рассогласования цели, то он не пропустит полностью все гармоники частотного спектра при большой скважности импульсов. Это вызовет потерю мощности сигнала, что при использовании пассивного излучения цели крайне нежелательно.

Во избежание потерь мощности сигнала в зоне повышенной скважности последовательности импульсов приходится рассчитывать усилитель на ширину полосы пропускания, бо́льшую, чем это необходимо при непрерывной модуляции в области малых углов рассогласования. В результате полоса пропускания усилителя в данной схеме должна быть значительно шире, чем в анализаторе с вращающимся полудисковым растром. Расширение полосы пропускания усилителя неизбежно приводит к увеличению влияния шумов ПЛЭ, поэтому помехоустойчивость схемы одночастотного анализатора с переносом изображения ниже, чем с вращающимся растром. По устройствам преобразования полярных координат в декартовы (углов  $\varphi_{\rm II}$  и  $\varphi_{\Phi}$  в углы  $\varphi_{\rm I}$  и  $\varphi_{\rm J}$ ) эти схемы подобны.

Применение растровых АИ без колебаний несущей частоты в ОЭПС ограничено их малой помехоустойчивостью, так как в суммарном модулируемом лучистом потоке всегда есть лучистая энергия от контрастов излучения неоднородного дневного фона, от искусственных помех, а также от нагретых обтекателей и других оптических и механических деталей. Помехоустойчивость таких АИ можно увеличить только уменьшением поля зрения оптической системы до нескольких угловых минут. При этом кружок рассеяния изображения точечной цели заполняет практически все мгновенное поле зрения прибора и фоны исключаются. Но для обнаружения и захвата цели необходимо мгновенное поле зрения значительно большей величины (обычно 3 ... 4°). Следовательно, АИ без несущей частоты может применяться в приборах самонаведсния только, если оптическая система имеет поле зрения на время поиска и захвата не менее нескольких градусов, а на время слежения за целью — не более нескольких угловых минут при высокой точности стабилизации линии цели.

Существенным недостатком всех типов АИ без колебаний несущей частоты, амплитуда сигналов которых зависит не только от величины угла рассогласования, но и от облученности ОЭП, является зависимость амплитуды модулированного сигнала от количества лучистой энергии, падающей на входное отверстие прибора самонаведения. В этих условиях амплитуда модулированного сигнала при сближении снаряда с целью изменяется как по углу рассогласования, так и по дальности, а следовательно, не может служить носителем информации об угле рассогласования цели. При сближении снаряда с целью на траектории встречи в одночастотных АИ амплитуду модулированного сигнала нельзя использовать для выражения информации об угле рассогласования цели даже в диапазоне малых углов рассогласования, меньших угловой величины радиуса кружка рассеяния.

Для предотвращения «ослепления» прибора самонаведения вследствие запирания усилителя мощности при резком увеличении электрического выходного сигнала ПЛЭ в схему нужно вводить автоматический регулятор усиления (АРУ), позволяющий стабилизировать величину электрического сигнала на выходе предварительного усилителя сигнала ПЛЭ при переменном облучении ОЭП. Это возможно только тогда, когда амплитуда модулированного сигнала не зависит от величины угла рассогласования. Следовательно, в одночастотных АИ применение АРУ невозможно.

### 8.3. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА КОЛЕБАНИЙ ЛУЧИСТОГО ПОТОКА В АНАЛИЗАТОРЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Анализатор изображения, производя оптическую модуляцию, периодически перекрывает лучистый поток. Это прерывание лучистого потока создает гармонические колебания или периодическую последовательность импульсов излучения, форма которых зависит от конструкции растра и в общем случае является колоколообразной. Фронт импульсов имеет на практике большую крутизну, что позволяет считать сигналы приближенно прямоугольными. Последователь-



Рис. 8.6. Периодическая последовательность импульсов колебаний несущей частоты в АИ:  $\Phi_{9. H}(t)$  — модулированный лучистый поток несущих колебаний

ность сигналов несущих колебаний (рис. 8.6) характеризуется амплитудой импульсов лучистого по-

тока  $\Phi_{20}$ , периодом и частотой повторения несущих импульсов  $T_{\rm H}$  и  $\omega_{\rm H}$ , коэффициентом заполнения ряда импульсов  $\gamma$  и скважностью ряда импульсов N.

Эти величины связаны следующими уравнениями:

$$T_{\rm H} = 2\pi/\omega_{\rm H} = 2\pi/m_{\rm p}\omega_{\rm p}; \qquad (8.1)$$

$$\gamma = 1/N = \tau/T_{\rm H},\tag{8.2}$$

где  $\omega_{\rm p}$  — угловая скорость растра;  $\tau$  — продолжительность сигнала;  $m_{\rm p}$  — число сигналов за один оборот растра.

Из теории периодических процессов известно, что любую последовательность сложных периодических сигналов можно образовать суммированием множества элементарных гармонических сигналов, действующих одновременно. Это положение математически представляется рядом Фурье. Периодический закон изменения лучистого потока с несущей частотой в анализаторе изображения  $\Phi_{\mathfrak{d}. \mathfrak{n}}(t)$  в конечном интервале времени от  $t_1$  до  $t_2$ , равном периоду колебания, удовлетворяет двум условиям Дирихле:

 непрерывен или имеет конечное число разрывов первого рода (при приближении аргумента к точкам разрыва с любой стороны функция имеет конечные пределы);

 в течение одного периода колебаний имеет конечное число минимумов и максимумов.

Первое условие выполняется ввиду обязательности непрерывного периодического прерывания растром лучистого потока в течение всего конечного отрезка времени действия прибора самонаведения на траектории встречи. Второе условие выполняется в силу определенности формы прозрачных и непрозрачных элементов на растре. Следовательно, функция  $\Phi_{a. H}(t)$  выражается рядом Фурье

$$\Phi_{\mathfrak{d}. \mathrm{H}}(t) = \Phi_{\mathfrak{d}\mathfrak{d}}/2 + \sum_{n=1}^{\infty} \left( \Phi_{\mathfrak{d}\mathfrak{l}n} \cos n\omega_{\mathrm{H}} t + \Phi_{\mathfrak{d}\mathfrak{d}n} \sin n\omega_{\mathrm{H}} t \right), \qquad (8.3)$$

где  $\Phi_{30}/2$  — постоянная составляющая потока излучения, падающего от цели на плоскость анализатора;  $\Phi_{91n}$  и  $\Phi_{92n}$  — амплитуда *n*-х косинусоидальных и синусоидальных частей элементарных гармоник, составляющих рассматриваемую последовательность сложных периодических сигналов; *n* — порядковый номер элементарной гармоники и соответствующего ей члена ряда разложения функции  $\Phi_{3. n}(t)$ . Постоянная составляющая лучистого потока равна среднему значению его величины в конечном интервале времени  $t_1 < t < t_2$  при  $t_2 - t_1 = T_H$  и согласно теореме о среднем выражается уравнением

$$\Phi_{\partial 0}/2 = \frac{1}{T_{\rm H}} \int_{t_2}^{t_1} \Phi_{\partial_{\star \rm H}}(t) dt.$$
(8.4)

Амплитуды косинусоидальных и синусоидальных частей гармоник описываются выражениями:

$$\Phi_{\mathfrak{s}\,\mathbf{1}n} = \frac{2}{T_{\mathrm{H}}} \int_{t_{1}}^{t_{2}} \Phi_{\mathfrak{g}_{\mathrm{H}}}(t) \cos n\omega_{\mathrm{H}} t \, dt, \qquad (8.5)$$

$$\Phi_{\mathfrak{d}_{2n}} = \frac{2}{T_{\mathrm{H}}} \int_{t_{2}}^{t_{1}} \Phi_{\mathfrak{d}_{2,\mathrm{H}}}(t) \sin n\omega_{\mathrm{H}}t \, dt.$$
(8.6)

Амплитуды Ф<sub>э1n</sub> и Ф<sub>э2n</sub> в линейных процессах анализаторов изображения должны суммироваться как независимые величины. Тогда амплитуда *n*-й гармоники, образованной косинусоидальным и синусоидальным членами, определяется формулой

$$\Phi_{\mathfrak{s}n} = \sqrt{\Phi_{\mathfrak{s}\ 1n}^2 + \Phi_{\mathfrak{s}\ 2n}^2}.$$
(8.7)

Уравнение (8.3) с учетом формул (8.5) ... (8.7) приводится к виду

$$\Phi_{\mathfrak{d}, \mathfrak{n}}(t) = \Phi_{\mathfrak{d}0}/2 + \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_{\mathfrak{d}n} \cos(n\omega_{\mathfrak{n}}t + \psi_n), \qquad (8.8)$$

где

$$\psi_n = \arctan\frac{\Phi_{9\ 2n}}{\Phi_{9\ 1n}} \tag{8.9}$$

является начальной фазой *n*-й гармоники, соответствующей амплитуде.

Из уравнений (8.5) и (8.6) следует, что косинусоидальная часть суммарной амплитуды  $\Phi_{\mathfrak{dln}}$  есть функция четная, а синусоидальная  $\Phi_{\mathfrak{dln}}$  — нечетная относительно *n*. При подстановке четной величины  $\Phi_{\mathfrak{dln}}$  и нечетной  $\Phi_{\mathfrak{dln}}$  в выражение (8.9) находим  $\psi_n = -\psi_{(-n)}$ .

Таким образом, фаза *n*-й гармоники  $\psi_n$  есть нечетная функция относительно *n*, а следовательно, и относительно круговой управляющей частоты  $\omega_p$  и пропорциональной ей несущей частоты  $\omega_{\rm H}$ . Из формулы (8.7) следует, что амплитуда *n*-й гармоники всегда четна относительно *n* и частот  $\omega_p$  и  $\omega_{\rm H}$ .

Если  $\Phi_{\mathfrak{d},\mathfrak{h}}(t)$  является четной функцией относительно времени t, т. е.  $\Phi_{\mathfrak{d},\mathfrak{h}}(t) = \Phi_{\mathfrak{d},\mathfrak{h}}(-t)$ , то синусоидальные члены гармонического ряда (8.3) на основании формулы (8.6) обращаются в нуль. Аналогично при нечетной относительно времени функции  $\Phi_{\mathfrak{d},\mathfrak{h}}(t) \neq \Phi_{\mathfrak{d},\mathfrak{h}}(-t)$  обращаются в нуль косинусоидальные члены этого ряда.

Для периодической последовательности импульсов лучистого потока несущей частоты в АИ правомерно принять за начало отсчета



Рис. 8.7. Спектр периодической функции модуляции лучистого потока

времени момент возникновения первого импульса при пересечении первым отверстием растра лучистого потока от цели. При этом функция  $\Phi_{\mathfrak{d}. \mathfrak{h}}(t)$ , описывающая модулированную периодическую последовательность импульсов несущей частоты, нечетна относительно времени t.

Совокупность амплитуд  $\Phi_{\partial n}$  элементарных гармоник, в результате суммирования которых получается сложная гармоника, описываемая уравнением (8.8), называется спектром амплитуд сложного периодического колебания. Соответственно совокупность начальных фаз у, элементарных гармоник называется спектром фаз сложного периодического колебания. Спектр амплитуд периодического колебания принято представлять в виде графика в системе координат ( $\Phi_{an}$ ,  $\omega$ ). Основная частота суммарного колебания  $\omega_{\mu}$  согласно уравнению (8.1) равна  $2\pi/T_{\rm H}$ , а частоты слагаемых гармоник имеют значения, кратные основной частоте. Амплитуды элементарных гармоник обозначают вертикальными линиями, высота которых соответствует значению амплитуды *n*-й гармоники. Спектр периодической функции является дискретным или линейчатым (рис. 8.7). Его характер достаточно наглядно отражает мощность элементарных гармоник составляющих в соответствии с уравнением (8.8) функцию, отражающую закон модуляции лучистого потока во времени.

Наибольшую мощность в сложном периодическом колебательном процессе содержит элементарная гармоника, описываемая первым членом разложения Фурье. В целях оценки величины этой мощности найдем из уравнения (8.8) значение функции  $\Phi_{2. H}(t)$ , ограничившись первым членом разложения, т. е. приняв n=1.

Для последовательности близких к прямоугольным синусоидальных импульсов (см. рис. 8.6) в интервале  $0 < t < \pi$ , соответствующем первому импульсу, справедливо приближенное равенство  $\Phi_{\partial, H}(t) = \Phi_{\partial 0}$ , а при  $\tau < t < T_{H}$  функция  $\Phi_{\partial, H}(t) = 0$ .

Амплитуда первой гармоники (n = 1) на основании формул (8.5) ... (8.7) после тригонометрических преобразований и замены  $\omega_{\rm H}T_{\rm H}/2$  через л в формуле (8.1) выражается уравнением

$$\Phi_{\mathfrak{s}\,n=1} = \frac{2}{\pi} \, \Phi_{\mathfrak{s}0} \sin \omega_{\mathfrak{H}} \tau/2.$$
 (8.10)

На основании формулы (8.9) с учетом зависимостей (8.1), (8.5), (8.6) начальная фаза первой гармоники, соответствующая амплитуда  $\Phi_{2n} = 1$ , выражается уравнением

$$\psi_{n=1} = \omega_{\mu} \tau/2, \qquad (8.11)$$

Величина лучистого потока в импульсе несущей частоты на основании формул (8.8), (8.10) и (8.11) выражается при n = 1 уравнением

$$\Phi_{\rm 3. H}(t) = 0.5\Phi_{\rm 30} + \frac{2}{\pi} \Phi_{\rm 30} \sin \frac{\omega_{\rm H}\tau}{2} \cos \left[ \omega_{\rm H} \left( t - \frac{\tau}{2} \right) \right]. \quad (8.12)$$

Максимальная величина ординаты импульсов несущей частоты синусоидальной формы соответствует моментам времени, в которых косинус разности фаз в уравнении (8.12) равен единице.

Выходное электрическое напряжение ОЭС пропорционально лучистому потоку, облучающему ПЛЭ. В процессе прохождения через усилители переменного напряжения постоянная составляющая выходного напряжения ПЛЭ, пропорциональная  $0,5 \Phi_{30}$ , исключается и величина электрического тока  $I_{\rm H}(t)$  в электронном тракте при постоянной нагрузке пропорциональна второму члену правой части уравнения (8.12). Следовательно,

$$I_{\rm H}(t) = k \, \frac{2}{\pi} \Phi_{\rm 30} \sin \frac{\omega_{\rm H} \tau}{2} \cos \left[ \omega_{\rm H} \left( t - \frac{\tau}{2} \right) \right], \qquad (8.13)$$

где *k* — коэффициент пропорциональности, определяемый свойствами ПЛЭ и электронного тракта.

Средняя за период колебаний несущей частоты мощность синусоидального электрического тока при прохождении через омическое сопротивление  $R_1$  определяется формулой

$$P_{\rm H} = 0.5 I_{\rm H}^2 (t) R_{\rm I}. \tag{8.14}$$

Максимальная средняя мощность несущих колебаний  $P_{\rm H}$  достигается, если в формуле (8.13) при прочих равных условиях

$$\sin \omega_{\rm H} \tau/2 = 1.$$
 (8.15)

С учетом формул (8.1) и (8.2) выражение (8.15) преобразуется к уравнению  $\sin \pi \gamma = 1$ , которое удовлетворяется при

$$\gamma = 0.5.$$
 (8.16)

Следовательно, максимальная средняя за период мощность электрических синусоидальных сигналов несущей частоты, созданных растровым АИ и ПЛЭ и усиленных усилителем переменного тока, достигается при коэффициенте заполнения периодического ряда импульсов  $\gamma = 0,5$ .

Максимальное значение средней за период мощности из совместного решения уравнений (8.13) ... (8.16) выражается формулой

$$P_{\rm H \,max} = k_1 \left(\frac{2}{\pi} \,\Phi_{\partial 0}\right)^2 \cos^2\left[\omega_{\rm H}\left(t - \frac{\tau}{2}\right)\right], \qquad (8.17)$$

где коэффициент пропорциональности  $k_1$  зависит от технических параметров электрического тракта несущей частоты и равен  $0,5k^2R_1$ . Из формулы (8.17) очевидно, что максимальное значение средней за период мощности  $P_{\rm H \ max}$  пропорционально величине

$$\left(\frac{2}{\pi} \Phi_{00}\right)^2 \simeq 0.4 \Phi_{50}^2.$$
 (8.18)

295

Из-за исключения постоянной составляющей полезная мощность формируется только из половины лучистого потока. Отсюда следует, что при коэффициенте заполнения ряда импульсов  $\gamma = 0.5$ , когда модуляция лучистого потока в АИ создает непрерывные периодические сигналы несущей частоты, одна первая гармоника, выделенная узкополосным усилителем несущей частоты, трансформирует около 4/5 средней мощности переменной составляющей лучистого потока, переносимой всеми гармониками сложного колебания. При этом скважность периодической последовательности импульсов N=2. Увеличение скважности ряда выше двух превращает модуляцию из непрерывной в импульсную, когда доля мощности излучения, переносимой первой гармоникой, значительно уменьшается. Это требует использования в сигналах несущей частоты мощности последующих гармоник, для чего необходимо расширять полосу пропускания усилителя несущей частоты. Это нежелательно, так как увеличивает возможности прохождения шумов, поэтому рациональными с точки зрения получения максимальной мощности значениями длительности импульсов и скважности в анализаторах с несущей частотой следует считать  $\gamma = 0.5$  и N = 2, являющиеся практически предельными при непрерывной модуляции. За счет существенного усложнения электронного тракта можно в полезной мощности электрического сигнала использовать мощность нескольких гармоник. При этом удовлетворительные результаты в отношении мощности сигнала получаются и при импульсной модуляции лучистого потока.

Все выводы о свойствах периодических несущих колебаний лучистого потока, выявленные в настоящем разделе, справедливы принципиально и в отношении периодических управляющих колебаний излучения, возникающих при обработке оптической информации анализаторами изображения.

#### 8.4. ДВУХ ЧАСТОТНЫЕ АНАЛИЗАТОРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ С Амплитудно-фазовой непрерывной модуляцией

Двухчастотные АИ с оптической непрерывной амплитудно-фазовой модуляцией лучистого потока имеют как управляющую, так и несущую частоты и обеспечивают модуляцию колебаний высокой несущей частоты колебаниями низкой управляющей частоты. Они в отличие от анализаторов без несущей частоты обеспечивают помехоустойчивую работу ОЭПС при неравномерных фонах с размерами излучателей, существенно превышающими по угловым размерам цель, т. е. обеспечивают размерную селекцию цели от фонов. Кроме того, наличие несущей частоты с амплитудой сигналов, не зависящей от величины угла рассогласования и зависящей от облученности входного отверстия ОЭП, позволяет использовать эту амплитуду в качестве носителя информации об облученности прибора потоком от цели для управления автоматическим регулятором усиления.

АРУ при изменении облученности входного отверстия прибора автоматически корректирует степень усиления усилителя несущей частоты, обеспечивая на его выходе стабилизацию амплитуды сигналов несущей частоты. Это обеспечивает независимость амплитуды модулированных с частотой управления управляющих сигналов от облученности входного отверстия ОЭС. АРУ начинает действовать автоматически тогда, когда амплитуда выходного сигнала усилителя несущей частоты достигает величины, превышающей амплитуду порогового сигнала в несколько раз, что необходимо для повышения надежности приема излучения цели.

### Двухчастотная амплитудно-фазовая модуляция непрерывных периодических колебаний в анализаторе изображения

При непрерывной амплитудно-фазовой модуляции в анализаторах изображения колебания величины лучистого потока несущей частоты являются периодической функцией, описываемой, например, уравнением вида

$$\Phi_{\rm a, \ H}(t) = 0.5 \Phi_{\rm a0} \left[ 1 + \sin \left( \omega_{\rm H} t + \psi_{\rm H} \right) \right], \tag{8.19}$$

где  $\Phi_{,0}$  — величина лучистого потока от цели, падающего на плоскость анализа изображения;  $\omega_{\rm H}$  и  $\psi_{\rm H}$  — частота и начальная фаза несущих колебаний.

Вследствие периодического вращения растра или сканирования изображения цели с угловой скоростью  $\omega_p$  модулирующая управляющая функция  $\Phi_{a,y}(t)$  в общем случае выражает гармонический колебательный процесс и может иметь, например, также синусоидальный вид

$$\Phi_{\mathfrak{d}, \mathbf{y}}(t) = -0.5 \Delta \Phi_{\mathfrak{d}, \mathbf{y}} + 0.5 \Delta \Phi_{\mathfrak{d}, \mathbf{y}} \sin (\omega_{\mathfrak{p}} t + \psi_{\mathbf{y}}), \qquad (8.20)$$

где  $\psi_{y}$  — начальная фаза управляющих колебаний;  $\Delta \Phi_{\mathfrak{d},y}$  — амплитуда управляющих колебаний потока излучения.

Уравнение суммарных колебаний при двухчастотной модуляции имеет вид

$$\Phi_{\mathfrak{d}_{\mathbf{M},\mathbf{M}}}(t) = \Phi_{\mathfrak{d}_{\mathbf{M},\mathbf{M}}}(t) + \Phi_{\mathfrak{d}_{\mathbf{M},\mathbf{M}}}(t). \tag{8.21}$$

Если несущая частота  $\omega_n$  не менее чем на один порядок выше управляющей частоты  $\omega_p$ , то форму огибающей кривой можно считать подобной форме управляющей функции, т. е. синусоидальной.

Если ω<sub>p</sub> < 0,1ω<sub>n</sub> и амплитуда колебаний лучистого потока несущей частоты есть Ф<sub>э0</sub>, уравнение огибающей кривой высокочастотных колебаний, модулированных управляющих сигналов, можно записать в соответствии с графиком формирования сигналов на рис. 8.8 следующим образом:

$$\Phi_{\mathfrak{d},\mathbf{M}} = \Phi_{\mathfrak{d}\mathfrak{d}} + \Phi_{\mathfrak{d},\mathbf{Y}}(t). \tag{8.22}$$

С учетом выражения (8.20) получим

$$\Phi_{a, \mathbf{M}}(t) = \Phi_{a0} - 0.5 \,\Delta \Phi_{a, \mathbf{y}} \left[1 - \sin\left(\omega_{p}t + \psi_{y}\right)\right]. \tag{8.23}$$

Отношение амплитуды управляющих колебаний потока излучения к амплитуде колебаний лучистого потока несущей частоты на-



Рис. 8.8. График формирования сигналов в АИ с амплитудно-фазовой модуляцией:

Т<sub>н</sub> и Т<sub>у</sub> — периоды несущих и управляющих колебаний

зывается коэффициентом глубины амплитудной модуляции, или коэффициентом амплитудной модуляции лучистого потока:

$$M_{\mathbf{a}} = \Delta \Phi_{\partial, \mathbf{v}} / \Phi_{\partial 0}. \tag{8.24}$$

Для более эффективного использования мощности потока излучения цели, когда усилители электрического тракта пропускают только переменную составляющую пропорционального ему электрического сигнала, целесообразно проектировать анализаторы изображения с максимально возможным коэффициентом глубины модуляции. Максимальное его значение всегда не превышает единицы, так как невозможно осуществить оптическую амплитудную модуляцию методом обтюрации с  $\Delta \Phi_{a.y} > \Phi_{a0}$ . Это наглядно иллюстрируется графиком на рис. 8.8.

На основании зависимости (8.24) уравнение (8.23) приводится к виду

$$\Phi_{\rm a.\ M}(t) = \Phi_{\rm a0} \{1 - 0.5M_{\rm a} [1 - \sin(\omega_{\rm p} t + \psi_{\rm y})]\}. \tag{8.25}$$

В создании переменного электрического сигнала на выходе ПЛЭ участвует вся лучистая энергия, пропущенная анализатором изображения. В детекторе и усилителе управляющей частоты пропускается только переменная часть электрического напряжения, пропорпиональная изменяющемуся с частотой управления члену  $0.5M_{\rm a} \sin (\omega_{\rm p} t + \psi_{\rm v})$  уравнения (8.25).

Величина модулированного электрического тока колебаний управляющей частоты выражается уравнением

$$I_{\rm M}(t) = 0.5k_2 \Phi_{\rm e0} M_{\rm a} \sin{(\omega_{\rm p} t + \psi_{\rm y})}, \qquad (8.26)$$

где  $k_2$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров ПЛЭ и электрического тракта, включая усилитель управляющей частоты.

Средняя за период непрерывной управляющей амплитудно-фазовой модуляции лучистого потока от цели в анализаторе изображения мощность модулированного электрического управляющего сигнала при прохождении через омическое сопротивление  $R_1$  на основании формулы (8.14) описывается уравнением

$$P_{\mathbf{y}} = k_3 \left(\frac{\Phi_{3\theta}}{2}\right)^2 M_a^2 \sin^2 \left(\omega_{\mathbf{p}} t + \psi_{\mathbf{y}}\right). \tag{8.27}$$

Так как за период управляющей модуляции среднее значение

$$\sin^2(\omega_{\rm p}t + \psi_{\rm y}) = 0.5,$$
 (8.28)

то для расчета средней мощности управляющего сигнала за период  $T_{y}$ , получим формулу

$$P_{\rm y} = k_3 \Phi_{\rm s0} M_{\rm a}^2 / 8. \tag{8.29}$$

### Двухчастотный анализатор изображения с амплитудно-фазовой модуляцией лучистого потока переносом изображения

В случае применения оптической системы (см. рис. 8.3) с переносом изображения цели и фонов АИ с амплитудно-фазовой модуляцией имеет растр несущей частоты, наложенный на площадку ПЛЭ. Наиболее простая форма растра несущей частоты представлена на рис. 8.9. При отсутствии угла рассогласования цели центр кружка рассеяния ее изображения описывает окружность, совпадающую с внешним диаметром растра и площадки ПЛЭ. Прозрачные элементы растра имеют приближенно квадратную форму, по площади примерно равны кружку рассеяния и при  $\varphi_{\mu} = 0$  обеспечивают облучение ПЛЭ половиной лучистого потока, упавшего на плоскость анализа изображения.

График формирования сигналов при этом состоит из периодического ряда импульсов несущей частоты (рис. 8.10, *a*). Несущая



Рис. 8.9. Схема действия двухчастотного АИ с амплитудно-фазовой модуляцией лучистого потока переносом изображения:

1, 2 и 3 — положение кружка рассеяния при  $\phi_{II} = 0; 0 < |\phi_{II}| < d_p/2f$  и  $|\phi_{II}| > d_p/2f; 4$  — отверстие диафрагмы 5



Рис. 8.10. Графики формирования сигналов в двухчастотном АИ суамплитудно-фазовой модуляцией переносом изображения:

 $a - при \phi_{II} = 0; \ \delta - при 0 < |\phi_{II}| < d_{D}/2f; \ s - при |\phi_{II}| > d_{D}/2f$ 

частота определяется числом оборотов сканирующего зеркала и количеством прозрачных элементов на растре. При угле рассогласования цели, не превышающем углового размера радиуса кружка рассеяния ее изображения, глубина модуляции и амплитуда лучистого потока изменяются практически линейно по углу рассогласования цели. Тогда при  $0 < |\varphi_{\rm H}| < d_{\rm p}/2f$  график формирования сигналов имеет вид, представленный на рис. 8.10, б. Угол фазирования цели на схеме, представленной на рис. 8.9, отсчитывается от направления оси z и принят равным  $\pi/2$ , поэтому на графике формирования сигналов угол фазирования  $\varphi_{\rm H}$  соответствует  $T_{\rm y}/4$ .  $T_{\rm y}$  и  $T_{\rm H}$  — периоды колебаний управляющей и несущей частот, а  $\omega_{\rm p}$  — угловая скорость вращения сканирующего зеркала и равная ей угловая скорость переноса изображения цели по неподвижному растру.

График формирования сигналов на рис. 8.10, б наглядно иллюстрирует непрерывную амплитудно-фазовую модуляцию лучистого потока колебаниями управляющей частоты. Форма огибающей кривой близка к синусоиде со средним значением ординаты 0,5Ф<sub>30</sub>.

Наряду с положительными свойствами метод амплитудно-фазовой модуляции лучистого потока переносом изображения цели имеет недостаток, заключающийся в том, что с увеличением угла рассогласования цели появляется вариация несущей частоты. Особенно сильно это явление проявляется за пределами линейной зоны при углах рассогласования, превышающих угловой размер радиуса кружка рассеяния, когда за оборот сканирующего зеркала импульсы формируются в виде одной пачки, длительность которой менее полупериода управляющих колебаний. При этом период несущих колебаний между соседними импульсами пачки становится переменным (рис. 8.10, в). В этих условиях необходимо применять усилители с расширенной полосой пропускания, что неизбежно приводит к снижению помехоустойчивости прибора самонаведения.

Для уменьшения вариаций несущей частоты прозрачные элементы располагают не только на внешней окружности растра, но и внутри круга. Порядок расположения и размеры элементов растра рассчитываются приближенно и уточняются экспериментально. Количество прозрачных элементов на окружности растра, совпадающей с отверстием диафрагмы, должно быть достаточно большим, чтобы обеспечить независимость действия усилителей несущей и огибающей частот. На практике принимается несущая частота, превышающая огибающую частоту не менее чем в 10 ... 15 раз. Несущая частота ограничивается по величине инерционностью ПЛЭ и выбирается на основе его частотной характеристики и спектра шумов (см. гл. 10).

Количество и расположение элементов в нелинейной зоне на внутренней поверхности круга выбирают таким образом, чтобы частота пересечения прозрачных элементов растра центром кружка рассеяния при сканировании была максимально стабильной во всем диапазоне углов рассогласования и фазирования цели. Степень нестабильности несущей частоты должна быть согласована с полосой пропускания усилителя несущей частоты. В нелинейной зоне глубина модуляции лучистого потока нелинейна по углу рассогласова-



Рис. 8.11. Модуляционная характеристика АИ с переносом изображения



Рис. 8.12. Схема двухчастотного растра с решетчатым и полупрозрачным полудисками:  $\mathcal{U}$  — положение изображения цели;  $\phi_{db}$  — угол фазирования цели

ния и не может служить его мерой. Здесь глубина модуляции варьируется на различных прозрачных элементах ввиду их разного положения относительно траектории кружка рассеяния изображения цели.

Важное достоинство сканирующей схемы анализатора с амплитудно-фазовой модуляцией заключается в отсутствии зоны нечувствительности в центральной области модуляционной характеристики; эта область является наиболее важным участком измерения координат цели непосредственно перед встречей ЛА.

Модуляционная характеристика АИ с переносом изображения объекта в плоскости анализа приведена на рис. 8.11. Так как при отсутствии рассогласования цели ( $\varphi_{\rm u} = 0$ ) на чувствительную поверхность ПЛЭ падает половина лучистого потока  $0,5\Phi_{20}$  от цели, пришедшего в плоскость анализа изображения, то даже при сравнительно малом рассогласовании цели на приемник проходит лучистая мощность, бо́льшая  $0,5\Phi_{\rm u0}$ .

Для нормальной работы ОЭП обычно обеспечивается следующее условие: чтобы лучистая мощность половины потока от цели, падающего на ПЛЭ, была больше порога чувствительности приемника в несколько раз. Поэтому при любом  $\varphi_{\mu} > 0$  оптико-электронная система выдаст информационный сигнал о рассогласовании цели. Линейная зона модуляционной характеристики начинается практически при  $\varphi_{\mu} = 0$  и распространяется до  $\varphi_{\mu} = d_{p}/2f$ .

### Анализатор изображения с непрерывной амплитудно-фазовой модуляцией лучистого потока двухчастотным вращающимся растром

Двухчастотный вращающийся растр (рис. 8.12) в отличие от полудиска имеет вместо непрозрачной половины решетчатую структуру, состоящую из прозрачных и непрозрачных элементов. Это позволяет вместо сплошного перекрытия излучения цели в течение



Рис. 8.13. Графики формирования сигналов в двухчастотном анализаторе изображения с амплитудно-фазовой модуляцией вращающимся растром:

а — график несущих колебаний; б — графики управляющих сигналов при различных углах рассогласования цели

полуоборота создать прерывистую модуляцию лучистого потока с несущей частотой  $\omega_n = 2m_p\omega_p$ , где  $m_p$  — число прозрачных элементов в кольцевом поясе полудиска;  $\omega_p$  — угловая скорость растра.

Для выравнивания пропускания лучистой энергии через обе

половины диска вторая половина растра выполнена полупрозрачной. Обе половины площадки приемника, разделенные граничным диаметром полупрозрачной и решетчатой зон растра, облучаются сквозь растр одинаковыми немодулированными потоками от равномерного фона, а при малых углах пеленга цели и от симметрично нагретого обтекателя. Одновременно выравнивается нагревание половинок растра за счет потерь лучистой энергии, падающей на АИ. Это исключает неравномерное излучение от растра в сторону ПЛЭ. Замена прозрачной половины растра полупрозрачной приводит к уменьшению шумов приемника, т. е. повышению помехоустойчивости ОЭП.

График формирования сигналов в этом АИ состоит из полупериодной модулированной пачки сигналов и полупериодной зоны постоянного сигнала (рис. 8.13, *a*). Угол фазирования цели соответствует времени от начала координат до момента начала пачки импульсов. Это время равно  $\varphi_{\phi}/\omega_{\rm p}$ . При полной глубине модуляции лучистого потока от цели прозрачными и непрозрачными элементами какого-либо полукольца амплитуда сигналов несущей частоты в два раза превышает величину лучистого потока от цели, падающего на ПЛЭ сквозь полупрозрачную зону растра.

Часть лучистого потока от цели, не проходящая сквозь растр и нагревающая диск, одинакова в его обеих половинах. Нагревание диска анализатора лучистым потоком от цели при этом равномерно. Это позволяет исключить модулированные шумы ПЛЭ, возникающие при его облучении от неравномерно нагретого вращающегося растра вследствие разной чувствительности отдельных элементов его площадки.

Изменение амплитуды сигналов несущей частоты, а следовательно, и амплитуды огибающей кривой соответствует изменению глубины модуляции при переходе кружка рассеяния в связи с изменением угла рассогласования цели из одной кольцевой зоны в какую-либо другую. Разные кольцевые зоны имеют различные размеры прозрачных и непрозрачных элементов. Эти размеры пропорциональны радиусу кольцевой зоны. При одинаковом по полю зрения размере кружка рассеяния глубина несущей модуляции изменяется линейно в зависимости от радиуса действующей кольцевой зоны, т. е. угла рассогласования цели (рис. 8.13, б). Амплитуда модулированного лучистого потока, падающего от цели на ПЛЭ, пропорциональна глубине модуляции и углу  $\varphi_{\rm H}$ . Следовательно, амплитуда модулированного лучистого потока является мерой угла рассогласования цели и выражается формулой  $\Phi_{\rm 3. M} = k_4 \varphi_{\rm H}$ , где  $k_4$  — постоянный коэффициент.

Максимальная глубина модуляции ( $M_a = 1$ ) в этих условиях соответствует кольцевой зоне с максимальным радиусом. По мере приближения изображения цели к центру растра глубина модуляции может стать настолько малой, что отношение сигнала к шуму приемника будет меньше единицы и ОЭП будет исчувствителен к излучению цели. Область растра, соответствующая таким условиям, называется зоной нечувствительности. Для повышения точности наведения снаряда на цель необходимо сделать зону нечувствительной.

Увеличения глубины модуляции при малых углах рассогласования цели можно достигнуть, например, уменьшением размера кружка рассеяния изображения точечной цели в центре поля зрения относительно периферии путем коррекции оптической системы. При этом зона нечувствительности в центре анализатора уменьшается. Ее размер определяется радиусом, на котором глубина модуляции достаточна для обеспечения необходимого отношения сигнала к шуму. Если в центральной зоне оптической системы размер кружка рассеяния приближенно постоянен, то глубину модуляции можно повысить, увеличив угол секторов и кольцевые зоны решетчатого растра. При этом нужно учитывать, что для обеспечения надежности независимого действия типовых электрических трактов усиления колебаний несущей и управляющей частот они должны различаться не менее чем на один порядок.

Модуляционная характеристика анализатора с такой оптической системой имеет, малую зону нечувствительности и мелкие ступени в центральной зоне, что обеспечивает высокую степень ее линейности по углу рассогласования цели (рис. 8.14).

Основной недостаток АИ с амплитудно-фазовой модуляцией лучистого потока двухчастотным вращающимся растром заключается в наличии зоны нечувствительности в центре поля зрения, где цель находится в наиболее ответственный период сближения непосредственно перед встречей.

Угловую величину центральной зоны нечувствительности можно также уменьшить, уменьшая угловой размер пятна рассеяния или заменой электронных усилителей оптическими квантовыми усилителями, полоса пропускания кото-

рых на 2...3 порядка уже, чем в электронных, и помехоустойчивость значительно выше. Наиболее

Рис. 8.14. Модуляционная характеристика амплитудно-фазового АИ с вращающимся растром:

δ — угловая величина зоны нечувствительности





Рис. 8.15. Рациональная схема секторного шахматного растра

перспективен последний путь, так как возможности дальнейшего улучшения коррекции аберраций оптических систем ограничены.

### Рациональный закон изменения размера аберрационного пятна рассеяния оптической системы

При проектировании оптической системы и растра необходимо увязывать закон изменения углового размера кружка рассеяния по углу рассогласования цели с законом изменения размеров элементов растра по его радиусу. В основу одного из целесообразных конструктивных решений можно положить оптическую систему с круж-

ком рассеяния, приближенно линейно увеличивающимся по углу рассогласования. Диаметр  $d_{\rm p\,min}$  кружка рассеяния в центре поля зрения должен быть настолько малым, чтобы минимально допустимая глубина модуляции соответствовала максимально допустимой величине радиуса r зоны нечувствительности. Если в оптической системе (рис. 8.15) диаметр кружка рассеяния в зависимости от радиуса, определяющего положение изображения цели, выражается зависимостью

$$d_{\rm p}(r) = d_{\rm p \, min} + (r - r_{\rm min}) \, k_{\rm a6},$$

то целесообразно принять для размера стороны приближенно квадратных элементов растра линейный закон  $a(r) = \alpha r$ , в котором угловая величина сектора в радианах  $\alpha$  больше постоянного аберрационного коэффициента  $k_{a6}$ . Тогда с увеличением угла рассогласования цели глубина модуляции возрастает. При  $M_a = 1$  в крайней кольцевой зоне радиуса  $r_{max}$ , заданного значением мгновенного поля зрения, справедливо равенство

$$d_{\rm p max} = a_{\rm max} (r) = \alpha r_{\rm max}.$$

Необходимый для расчета аберраций рациональной оптической системы постоянный коэффициент выразится формулой

$$k_{\rm a0} = (\alpha r_{\rm max} - d_{\rm p\ min})/(r_{\rm max} - r_{\rm min}).$$

### 8.5. ЧАСТОТНАЯ И ФАЗОВАЯ НЕПРЕРЫВНЫЕ МОДУЛЯЦИИ В АНАЛИЗАТОРЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

При непрерывной оптической модуляции, как это показано в разд. 8.3, первая гармоника сложного колебания, описываемая первым членом разложения Фурье, содержит около 0,8 средней мощности модулированного лучистого потока, переносимой всеми гармониками сложного колебания. Если колебания первой гармоники выделяются узкополосным усилителем управляющей частоты, то модулированные управляющие колебания лучистого потока в анализаторе изображения являются периодической функцией, которая описывается, например, уравнением синусоидального вида

$$\Phi_{a,M}(t) = 0.5\Phi_{a0} \left[1 + \sin \psi_{M}(t)\right], \qquad (8.30)$$

где  $\Phi_{a.M}(t)$  — модулированный лучистый поток;  $\Phi_{a0}$  — величина лучистого потока от цели, падающего на плоскость анализа изображения;  $\psi_M(t)$  — полная мгновенная фаза частотно-молулированных колебаний; t — текущее время.

 $\Psi_{M}(t)$  нельзя найти путем непосредственного умножения  $\omega_{M}(t)$ на время t, как при рассмотрении амплитудно-фазовой модуляции в разд. 8.4, где полная мгновенная фаза растет пропорционально времени. В рассматриваемом случае  $\Psi_{M}(t)$  определяется путем интегрирования модулированной переменной частоты  $\omega_{M}(t)$  по времени в интервале от 0 до t по формуле

$$\psi_{\mathbf{M}}(t) = \int_{0}^{t} \omega_{\mathbf{M}}(t) dt. \qquad (8.31)$$

Мгновенное значение полной модулированной переменной во времени частоты определяется формулой

$$\omega_{\rm M}(t) = d\psi_{\rm M}(t)/dt. \tag{8.32}$$

Из формул (8.31) и (8.32) следует важное положение, связывающее изменение модулированных частоты и фазы как параметров угловой модуляции, частными формами которой являются частотная и фазовая модуляции: при угловой модуляции изменение полной фазы модулированного колебания по закону  $\psi_{\rm M}(t)$  эквивалентно изменению модулированной частоты по закону производной по времени от  $\psi_{\rm M}(t)$ , а изменение модулированной частоты по закону  $\omega_{\rm M}(t)$ эквивалентно изменению полной мгновенной фазы того же колебания по закону интеграла от  $\omega_{\rm M}(t)$  в интервале времени от 0 до t. Это положение является важнейшим в теории частотной и фазовой модуляции.

На основании формулы (8.31) преобразуем уравнение полных колебаний лучистого потока, модулированных управляющими колебаниями переменной частоты, к виду

$$\Phi_{\mathfrak{z}.\mathsf{M}}(t) = 0.5\Phi_{\mathfrak{z}0}\left\{1 + \sin\left[\int_{0}^{t_{1}}\omega_{\mathsf{M}}(t)\,dt\right]\right\}.$$
(8.33)

Непрерывная частотная управляющая модуляция колебаний несущей частоты в АИ с постоянной угловой скоростью вращения растра или сканирования изображения цели осуществляется по периодическому закону, который можно представить периодической функцией, например, вида

$$\omega_{\rm s}(t) = \Delta \omega_{\rm y} \sin \left( \omega_{\rm p} t + \psi_{\rm s} \right), \tag{8.34}$$

305

где  $\omega_{\mathbf{y}}(t)$  — мгновенная управляющая частота при частотной модуляции;  $\Delta \omega_{\mathbf{y}}$  — амплитуда частоты изменения потока излучения при частотной модуляции, называемая девиацией частоты;  $\psi_{\mathbf{y}}$  — начальная фаза частотно-модулированного управляющего колебания.

Тогда несущая частота  $\omega_{\rm H}$  при модуляции получает в соответствии с формулой (8.31) приращение, что математически отражается уравнением

$$\omega_{\rm M}(t) = \omega_{\rm H} + \Delta \omega_{\rm y} \sin (\omega_{\rm p} t + \psi_{\rm y}), \qquad (8.35)$$

где  $\omega_{M}(t)$  — мгновенная модулированная частота.

Подставляя  $\omega_{\rm M}$  (t) из зависимости (8.35) в выражение (8.33) и интегрируя, находим основное уравнение полных колебаний лучистого потока, модулированных переменной управляющей частотой:

$$\Phi_{\text{D. M}}(t) = 0.5\Phi_{\text{D0}}\left\{1 + \sin\left[\omega_{\text{n}}t + \frac{\Delta\omega_{\text{y}}}{\omega_{\text{p}}}\left[\cos\psi_{\text{y}} - \cos\left(\omega_{\text{p}}t + \psi_{\text{y}}\right)\right]\right\}, (8.36)$$

где

$$\psi_{\rm M}(t) = \omega_{\rm H}(t) + \frac{\Delta \omega_{\rm y}}{\omega_{\rm p}} \left[\cos \psi_{\rm y} - \cos \left(\omega_{\rm p} t + \psi_{\rm y}\right)\right] \tag{8.37}$$

есть полная мгновенная фаза частотно-модулированных колебаний. Амплитуда вариации полной мгновенной фазы частотно-моду-

лированных колебаний, равная отношению девиации частоты к частоте управляющих колебаний

$$\Delta \psi_{\rm M} = \Delta \omega_{\rm y} / \omega_{\rm p} = M_{\rm u}, \qquad (8.38)$$

называется коэффициентом частотной модуляции, являющимся основной частотной характеристикой управляющей функции. Коэффициент частотной модуляции не зависит от несущей частоты  $\omega_{\rm n}$ . Однако при выборе  $M_{\rm q}$ , принимая величину управляющей частоты  $\omega_{\rm p}$  и ее девиацию  $\Delta \omega_{\rm y}$ , необходимо учитывать величину  $\omega_{\rm s}$ , которая для обеспечения фильтрации частот в усилительном электрическом тракте должна быть выше величины  $\omega_{\rm p}$  не менее чем на один порядок.

Для более полного раскрытия взаимосвязи частотной и фазовой модуляции полезно рассмотреть основные свойства фазовой модуляции. Непрерывная фазовая модуляция осуществляется на базе колебаний со стабильной несущей частотой вариации фазы этих колебаний с помощью независимого фазового модулятора. Предположим, что вариация фазы колебаний лучистого потока несущей частоты выполняется АИ периодически в соответствии с уравнением

$$\psi_{\mathbf{y}} = \Delta \psi_{\mathbf{y}} \sin \left( \omega_{\mathbf{p}} t + \psi_{\mathbf{y}} \right), \tag{8.39}$$

где  $\psi_{\mathbf{y}}(t)$  и  $\psi_{\mathbf{y}}$  — текущая и начальная фазы фазово-модулированных управляющих колебаний лучистого потока;  $\Delta \psi_{\mathbf{y}}$  — амплитуда вариации фазы фазово-модулированных управляющих колебаний лучистого потока.

Полная мгновенная фаза фазово-модулированных колебаний лучистого потока при нулевой начальной фазе несущих колебаний ( $\psi_{\rm H} = 0$ ) равна сумме фаз несущих и управляющих колебаний;

$$\psi_{\mathrm{M}}\left(t\right) = \omega_{\mathrm{H}}\left(t\right) + \psi_{\mathrm{V}}\left(t\right).$$

С учетом выражения (8.39) находим для полной мгновенной фазы фазово-модулированных колебаний при  $\psi_{\rm H} = 0$  уравнение

$$\psi_{\rm M}(t) = \omega_{\rm H}(t) + \Delta \omega_{\rm y} \sin(\omega_{\rm p} t + \psi_{\rm y}). \tag{8.40}$$

Полная мгновенная частота  $\omega_{\rm M}(t)$  модулированных по фазе гармонических колебаний лучистого потока в соответствии с зависимостью (8.32) выражается дифференцированием по времени полной мгновенной фазы, описанной уравнением (8.40). Таким образом, находим

$$\omega_{\rm M}(t) = \omega_{\rm H} - \Delta \psi_{\rm y} \omega_{\rm p} \cos{(\omega_{\rm p} t - \psi_{\rm y})}. \tag{8.41}$$

Из уравнення (8.41) следуст, что полная мгновенная частота  $\omega_{\rm M}$  (t) при фазовой модуляции изменяется относительно несущей частоты в зависимости от управляющей частоты  $\omega_{\rm p}$  нелинейно.

Если колебания модулированного лучистого потока при фазовой модуляции описываются таким же уравнением (8.30), как при частотной модуляции, то мгновенный модулированный лучистый поток на основании совместного решения зависимостей (8.30), (8.31) и (8.41) выражается уравнением

$$\Phi_{9.M}(t) = 0.5\Phi_{90}\{1 + \sin [\omega_{H}t + \Delta\psi_{y} [\sin (\omega_{p}t + \psi_{y}) + \sin \psi_{y}]]\}, (8.42)$$

где 
$$\psi_{M}(t) = \omega_{H}t + \Delta \psi_{y} [\sin(\omega_{p}t + \psi_{y}) + \sin\psi_{y}]$$
 (8.43)

есть полная мгновенная фаза фазово-модулированных колебаний. Амплитуды вариации фазы управляющих Δψ<sub>v</sub> и модулирован-

Амплитуды вариации фазы управляющих дор и модушировани ных  $\Delta \psi_{\rm M}$  колебаний в силу постоянства колебаний несущей частоты одинаковы. Тогда с учетом формулы (8.38) получим

$$\Delta \psi_{\rm y} = \Delta \psi_{\rm M} = M_{\rm q} = \Delta \omega_{\rm y} / \omega_{\rm p}. \tag{8.44}$$

Решая совместно зависимости (8.41) и (8.44), запишем уравнение текущей модулированной частоты в следующем виде:

$$\omega_{\rm M}(t) = \omega_{\rm H} + \Delta \omega_{\rm y} \cos{(\omega_{\rm p} t + \psi_{\rm y})}. \tag{8.45}$$

Из сравнения выражений (8.35) и (8.45) можно сделать вывод о том, что полные мгновенные частоты колебаний, модулированных по частоте и фазе управляющими колебаниями синусоидальной формы, определяются подобными по структуре и основным параметрам ( $\omega_{\rm H}$ ,  $\Delta \omega_{\rm y}$ ,  $\omega_{\rm p} t$  и  $\psi_{\rm y}$ ) уравнениями, что указывает на взаимозависимость частотной и фазовой модуляции. Но в первом случае частота модулированных колебаний изменяется при прочих равных условиях по синусоиде, а во втором — по косинусоиде.

Из уравнений (8.36) и (8.42) следует, что при частотной и фазовой модуляции амплитуда колебаний модулированного лучистого потока равна постоянной амплитуде колебаний несущей частоты. Это позволяет при частотной и фазовой модуляции в отличие от амплитудной применять для ограничения мощности сигнала в начале электронного тракта прибора ограничитель амплитуды, надежно обеспечивающий предохранение тракта усиления от недопустимо больших сигналов, возникающих под влиянием излучения цели на малых дальностях.

При частотной модуляции координаты цели выражаются величиной девиации частоты и начальной фазой колебаний лучистого потока под влиянием управляющей модуляции. Для обеспечения линейного закона управления летательным аппаратом девиация управляющей частоты должна быть пропорциональна углу рассогласования цели  $\Delta \psi_{\rm y} = \omega_{\rm p} M_{\rm y} = k_{\rm g} \varphi_{\rm n}$ .

При фазовой модуляции анализатор изображения должен обеспечить линейную зависимость угла рассогласования цели от амплитуды вариации фазы управляющей модуляции лучистого потока согласно уравнению  $\Delta \psi_{\rm y} = \omega_{\rm p} M_{\rm y} = k_{\rm z} \varphi_{\rm u}$ .

Угол фазирования цели  $\varphi_{\Phi}$  связан с начальной фазой управляющих колебаний  $\psi_{y}$ . Если за начало отсчета начальной фазы колебаний управления принята боковая ось *z* анализатора изображения и направление вращения модулирующего растра с угловой скоростью  $\omega_{p}$  совпадает с направлением отсчета углов фазирования цели, то  $\varphi_{\Phi} = \omega_{p}t + \psi_{y} - 2\pi n$ , где n — целое число оборотов растра за время t.

### 8.6. ДВУХЧАСТОТНЫЕ АНАЛИЗАТОРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ С ЧАСТОТНОЙ И ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Для использования частоты и фазы в качестве параметров, характеризующих угловые координаты цели, необходимо обеспечить в АИ функциональную связь частоты и фазы модуляции лучистого потока с текущими координатами цели. Это означает, что частота и фаза модуляции должны быть функционально связаны с угловыми координатами цели.

АИ, имеющие несущую и управляющую частоты, обеспечивают выделение лучистого потока точечной цели от излучений фоновых помех, если размеры их изображений в картинной плоскости оптической системы значительно превышают величину изображения цели, определяемую кружком рассеяния оптической системы. Такие анализаторы можно конструктивно выполнять как с вращающимися растрами, так и со сканирующим изображением цели и фонов.

При модуляции с дискретным изменением частоты применяются растры, модулирующие две или несколько несущих частот. В простейшем случае растр модулирует две несущие частоты, которые являются носителями информации только о знаке угла рассогласования цели. Многочастотный растр модулирует сигнал рассогласования ступенчато изменяемой частотой. При частотной модуляции по непрерывному функциональному управляющему закону колебания несущей частоты модулируются колебаниями управляющей частоты, что одновременно вызывает изменение их частоты и фазы.

### Частотно-фазовый анализатор изображения с переносом изображения по секторному растру

Оптическая модуляция с непрерывным изменением частоты выполняется в АИ с секторным растром, наложенным на ПЛЭ, и переносом изображения цели (рис. 8.16). Диаметр окружности сканиРис. 8.16. Схема частотно-фазового АИ с секторным растром:

 $\phi_{\rm CK}$  — угол рассогласования цели, соответствующий раднусу окружности сканирования

рования изображения цели равен радиусу растра. При максимальном угле рассогласования цели окружность сканирования проходит через центр растра и касается его внешней окружности. При нулевом угле рассогласования цели ее изображение пересекает все секторы одинаковыми дугами. В этом случае модулированный лучистый поток характеризуется гармоническими колебаниями не-



сущей частоты, определяемой угловой скоростью сканирования и числом прозрачных секторов растра. График частотно-модулированных сигналов при  $\varphi_{\pi} = 0$  представляет собой равномерный ряд импульсов (рис. 8.17, *a*).

При введении угла рассогласования цели путь кружка рассеяния изображения цели в различных секторах становится разным. Это приводит к изменению периода отдельных несущих колебаний модулированного лучистого потока. Период колебаний лучистого потока, созданных при пересечении секторов кружком рассеяния изображения цели, увеличивается по мере его удаления от центра растра. При этом несущая частота подвергается вариации по синусоидальному закону и модулированные сигналы становятся различными по длительности и интервалам между ними (рис. 8.17, б). В данном случае изменение частоты зависит от несущей частоты он и угла рассогласования цели фп. Так как при малых углах рассогласования цели величины дуг пересечения секторов приближенно пропорциональны углам рассогласования цели, то девиация частоты при изменении угла рассогласования 0 <  $\phi_{u} < \phi_{c\kappa}$  изменяется по линейному закону от нуля до максимального значения, соответствующего фск. Поэтому девиация частоты выражается уравнением

$$\Delta \omega_{\mathbf{v}} = -\Delta \omega_{\mathbf{H}} \varphi_{\mathbf{u}} / \varphi_{\mathbf{CK}}. \tag{8.46}$$

При максимальном угле рассогласования цели окружность сканирования изображения цели касается внешней окружности растра, где модулированная частота  $\omega_{\rm M}$  (t) = 0,5 $\omega_{\rm H}$ . Следовательно, максимальная девиация частоты по абсолютной величине равна половине несущей частоты. Уравнения модулированной частоты при 0 < <  $\phi_{\rm H} < \phi_{\rm CK}$  с учетом зависимости (8.46) записываются в следующей форме:

$$\omega_{\rm M}(t)_z = \omega_{\rm H} \left[1 + (\varphi_{\rm y}/\varphi_{\rm Ck})\cos\left(\omega_{\rm p}t + \psi_{\rm y}\right)\right], \qquad (8.47)$$

$$\omega_{\rm M}(t)_{\rm y} = \omega_{\rm H} \left[1 + (\varphi_{\rm u}/\varphi_{\rm CR})\sin\left(\omega_{\rm p}t + \psi_{\rm y}\right)\right]. \tag{8.48}$$

309



Рис. 8.17. График сигналов, модулированных частотным секторным АИ:  $a - \operatorname{при}_{\Phi} \phi_{\Pi} = 0; \ 6 - \operatorname{при}_{\Psi} 0 < \phi_{\Pi} < \phi_{CK}; \ t - \operatorname{время}; \ \Phi_{26} - \operatorname{лучистый}_{\Psi}$ поток, Гупавший на плоскость АИ

Из этих уравнений следует, что мгновенное значение модулированной частоты зависит линейно от угла рассогласования, а его фаза зависит от угла фазирования цели. Таким образом, модулированная частота лучистого потока является векторной величиной, несущей полную информацию о координатах цели. Амплитуда импульсов модулированного лучистого потока и амплитуда частотномодулированного электрического напряжения выходного сигнала оптико-электронной системы приближенно постоянны. После предварительного усиления и прохождения тракта несущей частоты из модулированного частотой  $\omega_{\rm M}$  (t)<sub>2</sub> напряжения детектор огибающих колебаний выделяет сигнал огибающих колебаний, пропорциональный девиации частоты  $\Delta \omega_{\rm y}$ , этот сигнал в виде электрического тока поступает в систему управления гироскопом прибора самонаведения.

Из уравнений (8.47) и (8.48) очевидно, что при  $\varphi_{ck} = \varphi_{ii}$  модулированная частота изменяется в широких пределах  $0 < \omega_{M}$  (t)  $< 2\omega_{ii}$ .

При этом требуется широкополосный усилитель, что понижает помехоустойчивость оптико-электронного прибора. Для повышения помехоустойчивости прибора целесообразно ограничить величину девиации частоты путем увеличения радиуса окружности сканирования. Так, например, при заданном максимальном угле рассогласования цели увеличение радиуса окружности сканирования в два раза сокращает диапазон изменения модулированной частоты до значения  $0,5\omega_{\rm H} < \omega_{\rm M}$  ( $t) < 1,5\omega_{\rm H}$ .

При таком методе повышения помехоустойчивости прибора появляются дополнительные помехи от фонов из-за расширения мгновенного поля зрения системы и увеличиваются шумы ПЛЭ из-за неоднородности чувствительности его площадки, поэтому диапазон девиации частоты анализатора изображения нужно выбирать с учетом степени однородности чувствительного слоя ПЛЭ. При проектировании анализаторов с секторным растром необходимо рассчитывать оптическую систему прибора так, чтобы кружок рассеяния увеличивался пропорционально углу поля зрення. В противном случае частотная модуляция будет сопровождаться паразитной амплитудной модуляцией, для фильтрации которой потребуются значительные усложнения электронного тракта.

Отрицательное свойство таких частотно-фазовых АИ заключается в модуляции фонов, значительно превышающих по угловым размерам цель, так как прозрачные секторы имеют гораздо большие размеры, чем кружок рассеяния изображения точечной цели.

Частотно-фазовые АИ с вращающимися растрами не имеют преимуществ перед рассмотренным анализатором. Вращающийся растр выполняется секторным, но угловая величина его секторов для определения угла фазирования цели должна быть переменна по синусному закону. Частотно-фазовый АИ с вращающимся секторным растром имеет в центре поля зрения зону нечувствительности, что является также существенным недостатком. Основное положительное качество АИ с непрерывной частотно-фазовой модуляцией состоит в выдаче управляющего сигнала, приближенно линейно зависящего от угла рассогласования, что необходимо при применении линейных систем управления ЛА.

АИ с функциональной фазовой модуляцией должны выражать угол рассогласования цели через амплитуду вариации модулирующих колебаний фазы  $\Delta \psi_y$ , а  $\varphi_{\Phi}$  — через полную мгновенную фазу  $(\omega_p t + \psi_y)$  фазово-модулированных колебаний. В этих условиях фаза зависит от фазовой модуляции, т. е. от угла рассогласования цели. Эта взаимозависимость носителей информации о координатах цели затрудняет независимое выделение последних, поэтому применение АИ с фазовой модуляцией лучистого потока от цели в приборах самонаведения со значительными углами рассогласования, когда вариации  $\phi_{\Phi}$  при изменении  $\phi_{\mu}$  существенны, нецелесообразно.

## Частотные анализаторы изображения с двумя двухчастотными растрами

В АИ с двумя двухчастотными растрами оба растра вращаются с одинаковой постоянной угловой скоростью  $\omega_p$  и расположены так, что они имеют взаимное перекрытие в зоне прохождения лучистого потока от цели (рис. 8.18). Это позволяет обеспечить выработку сигналов о координатах цели в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, например в продольной и поперечной плоскости снаряда, при одноканальной оптико-электронной системе. Такая конструкция более выгодна по габаритам и стоимости.

Растровые штрихи нанесены на разных дисках с различной частотой и расположены группами так, чтобы при одинаковой скорости вращения дисков лучистый поток не мог пересекать одновременно штрихи двух растров. При этом лучистый поток модулируется растрами поочередно. При расположении дисков по схеме, приведенной на рис. 8.18, растр 1 обеспечивает модуляцию лучистого потока



Рис. 8.18. Схема двухчастотного двухрастрового АИ:

1 и 2 — растры поперечного и продольного каналов; 0 — ось оптической системы

при смещении цели в поперечной плоскости, а растр 2 — в продольной. Если частотные фильтры поперечного канала электрической схемы соответствуют частотам модуляции на растре 1, то они не пропускают сигналы, модулированные

растром 2. Аналогично обеспечивается независимость модуляции сигнала в продольном канале.

Для пояснения принципа двухчастотной дискретной модуляции лучистого потока от цели рассмотрим действие растра 1 в поперечном канале управления. На диске нанесены два кольцевых концентричных пояса прозрачных и непрозрачных элементов. Количество прозрачных элементов на внутреннем и внешнем поясах mn1 и  $m_{\rm D2}$  различно. Растры установлены в фокальной плоскости оптической системы прибора самонаведения, где размер изображения точечной цели определяется кружком аберрационного рассеяния. Для полного пропускания и перекрытия потока лучистой энергии от цели ширина прозрачных и непрозрачных элементов должна быть не менее диаметра кружка рассеяния. Для обеспечения максимально возможной частоты модуляции в заданных габаритах растра целесообразно принять ширину элементов минимально возможной при полной глубине модуляции, т. е. при полном перекрытии и пропускании потока. В идеальном случае ширина элементов равна диаметру кружка рассеяния. Если выполнить это условие на границах разделения поясов для обеих дисков, то частоты модуляции при одинаковых диаметрах зоны раздела будут одинаковы и фильтрация частот становится невозможной.

Для обеспечения различных частот целесообразно принять различные диаметры разделяющей зоны на растрах 1 и 2. Но и в этих условиях глубина модуляции в различных поясах должна выбираться с некоторым отступлением от полной. Для сохранения глубины модуляции можно варьировать частоты за счет некоторого изменения ширины элементов, малого по сравнению с диаметром кружка рассеяния. При этом глубина модуляции лучистого потока от цели является практически полной.

Если цель расположена на оптической оси прибора в зоне разделения частотных поясов, то лучистый поток модулируется одновременно двумя частотами  $\omega_p m_{p1}$  и  $\omega_p m_{p2}$ . При этом электронный тракт не пропускает сигналы в канал управления рулями. Если угол рассогласования цели превышает зону нечувствительности, то изображение цели смещается на один из частотных поясов и лучистый поток модулируется соответствующей частотой. Модулированные сигналы частоты управления проходят через соответствуРис. 8.19. Модуляционная характеристика частотного АИ по схеме, приведенной на рис. 8.18

ющий фильтр, система силового привода поворачивает руль и вызывает разворот ЛА. При этом угол рассогласования цели уменьшается и кружок рассеяния ее изображения приближается к зоне разделения поясов.



Модулированные сигналы передаются на управление ЛА до прихода центра изображения цели в зону разделения кольцевых поясов.

В связи с конечными размерами кружка рассеяния в системе модуляции существует зона нечувствительности, понижающая точность наведения. При значительном размере кружка рассеяния зону нечувствительности можно уменьшить соответствующим выбором порогового значения разности амплитуд лучистых потоков, модулированных первой и второй частотами. Разность этих амплитуд определяется путем сравнения пропорциональных им электрических токов, поступающих в поляризованное реле через первый и второй фильтры. При пороговом значении разности амплитуд поляризованное реле включает движение силового привода управления рулями в определенном направлении. Величина зоны нечувствительности должна выбираться с учетом динамики ЛА.

Дискретные АИ с двухчастотными растрами по принципу действия относятся к релейным системам типа «да — нет» и не обеспечивают выдачу сигнала, пропорционального углу рассогласования, что необходимо для управления снарядом по методу пропорционального сближения, оптимального для решения задачи встречи ЛА.

Модуляционная характеристика рассматриваемого анализатора изображения представлена на рис. 8.19. По оси ординат отложена постоянная модулированная частота  $\omega_{\rm M}$ , прошедшая на приемник. При малых углах рассогласования имеется зона нечувствительности  $\delta$ , определяемая угловым размером кружка рассеяния и пороговым лучистым потоком, обеспечивающим при данной чувствительности приемника минимально необходимый модулированный выходной электрический сигнал. Так как плотность лучистой энергии в кружке рассеяния зависит от конкретных условий на траектории встречи, то зона нечувствительности переменна и уменьшается с увеличением угловых размеров и увеличением интенсивности излучателя цели.

Основным недостатком такого АИ является релейность — независимость сигнала управления от угла рассогласования цели, что требует большого времени разворота ЛА при значительных начальных углах рассогласования, а также может приводить к раскачке системы управления.

Частотный анализатор изображения типа «да — нет» можно выполнить также с одним вращающимся модулирующим растром, на котором прозрачные и непрозрачные элементы нанесены на всей



Рис. 8.20. Схема растра двухчастотного АИ с двумя оптическими системами

поверхности кольцевых поясов (рис. 8.20). При этом требуется применение двух независимых оптических систем, оси которых должны находиться в точках  $O_y$  и  $O_z$  пересечения взаимно перпендикулярных осей координат модулирующего растра с зоной разделения частотных кольцевых поясов. Применение двух оптических систем при-

водит к значительному увеличению габаритов и стоимости, что в условиях прибора самонаведения крайне нежелательно.

# Частотные анализаторы изображения с многочастотными растрами

Частотные АИ с многочастотными растрами позволяют приближенно создать более совершенную систему управления процессом самонаведения ЛА с линейным законом. В этом их основное преимущество перед частотными анализаторами изображения с двухступенчатыми растрами.

В основу построения многочастотных АИ положено применение модулирующих растров, в которых число прозрачных и непрозрачных штрихов на окружности пропорционально ее радиусу *г*. Конструктивное решение этого принципа возможно с различными растрами.

Рассмотрим в качестве примера модулирующий растр елочного типа (рис. 8.21). В каждом секторе нанесены прозрачные и непрозрачные штрихи, параллельные биссектрисе секторного угла. На границах секторов образуются елочные стыки симметричных штрихов. Количество штрихов на окружности с увеличением радиуса возрастает ступенчато. Приращение радиуса при переходе ступени частот в первую очередь зависит от диаметра кружка рассеяния точечного изображения цели, которому равна по условию полной глубины модуляции ширина прозрачных и непрозрачных штрихов.

При совпадении цели с оптической осью кружок рассеяния изображения цели находится в точке  $O_1$  на среднем радиусе  $r_0$  в начале системы координат  $yO_1r$ . Поле зрения оптической системы прибора симметрично относительно начала координат. Нулевому положению цели соответствует нулевая частота модуляции светового потока.

При смещении изображения цели с начала координат вдоль оси у частота модуляции потока излучения изменяется. Следовательно, частота модуляции является мерой угла рассогласования цели и модуляционная характеристика имеет ступенчатый вид (рис. 8.22). Так как диаметр кружка рассеяния по сравнению с величиной поля зрения в оптических системах приборов самонаведения мал, то ступенчатую модуляционную характеристику можно считать приближенно линейной. На выходе системы выдается напряжение, модули-



Рис. 8.21. Многочастотный елочный модулирующий растр



Рис. 8.22. Модуляционная характеристика многочастотного АИ

рованное частотой, приближенно пропорциональной углу рассогласования цели по одной оси координат.

При установке второй оптической системы в точку  $O_2$  (см. рис. 8.21) вырабатывается частота, пропорциональная углу рассогласования цели по оси *z*. Модуляцию лучистого потока от цели по двум осям координат можно обеспечить в многочастотном АИ и с одной оптической системой, если применить два модулирующих растра с группами штрихов подобно тому, как это сделано в двухчастотном анализаторе (см. рис. 8.18). Таким образом, многочастотный растровый анализатор изображения определяет положение цели в декартовой системе координат посредством импульсов лучистой энергии, частоты следования которых пропорциональны углам рассогласования цели  $\phi_{\alpha}$  и  $\phi_{z}$ .

Для управления системой привода рулей желательно иметь сигналы управления в виде переменных напряжений рассогласования, пропорциональных углам рассогласования цели. Напряжения рассогласования вырабатываются с помощью частотных дискриминаторов, на вход которых подается с ПЛЭ через усилитель несущей частоты напряжение U, модулированное частотами:

$$\omega_{\mu} = k_{\rm s} \varphi_{\mu} \tag{8.49}$$

$$\omega_z = k_{\rm g} \varphi_z. \tag{8.50}$$

Частотные дискриминаторы выполняются с использованием индуктивности и емкости или двух частотных фильтров. В первой схеме (рис. 8.23) дискриминатора частоты имеется две параллельные цепи, на входе которых включены индуктивность L и емкость C. Выходные напряжения  $U_a$  и  $U_b$  снимаются с резистивных нагрузок  $R_a$  и  $R_b$ , которые по величине одинаковы. Выходной сигнал частотного дискриминатора в систему управления

$$U_{\mathfrak{g}} = U_{\mathfrak{g}} - U_{\mathfrak{a}}. \tag{8.51}$$

315



Рис. 8.23. Схема частотного дискриминатора с емкостью и индуктивностью

При отсутствии рассогласования цели на вход дискриминатора поступает напряжение, модулированное нулевой частотой ω<sub>0</sub>. Величины L и C дискриминатора подбираются так, чтобы при нулевой частоте о реактивные сопротивления цепей были одинаковы.

При  $\phi_u \neq 0$  анализатор модулирует лучистый поток частотой  $\omega_1 > \omega_2$ . Тогда падение напряжения  $U_a$  на сопротивлении нагрузки  $R_{\rm a}$  в цепи с индуктивностью уменьшается, а падение напряжения  $U_{\rm a}$ на сопротивлении R<sub>6</sub> в цепи с емкостью возрастает.

Для выяснения свойств дискриминатора напишем уравнения напряжений U<sub>a</sub> и U<sub>b</sub> в случае поступления на его вход модулированных синусоидальных сигналов с амплитудой U<sub>шах</sub> и длительностью т. Амплитуды первых гармоник напряжений на выходе рассматриваемых цепей выражаются формулами:

$$U_{\rm a} = (2U_{\rm max}R_{\rm a}\sin\pi\tau/T)/\pi\sqrt{\omega^2 L^2 + R_{\rm a}^2}; \qquad (8.52)$$

$$U_{6} = (2U_{\max}R_{6}\sin \pi\tau/T)/\pi \sqrt{1/\omega^{2}C^{2} + R_{6}^{2}}, \qquad (8.53)$$

где T — период модулированных колебаний.

Для синусоидальной гармоники при полной глубине модуляции  $\tau = 0.5T$ ; sin  $\pi \tau / T = 1$ .

Тогда уравнения (8.52) и (8.53) приводятся к виду

$$U_{a} = 2U_{\max}R_{a}/\pi \sqrt{\omega^{2}L^{2} + R_{a}^{2}}, \qquad (8.54)$$

$$U_{\rm 6} = 2U_{\rm max}R_{\rm 6}/\pi\sqrt{1/\omega^2C^2 + R_{\rm 6}^2} \tag{8.55}$$

и выражаются графиком частотных характеристик, приведенным на рис. 8.24.

Подбор величин емкости С и индуктивности L, соответствующих выбранной нулевой частоте модуляции ω<sub>0</sub>, осуществляется по формуле

$$R_{a} / \sqrt{\omega^{2} L^{2} + R_{a}^{2}} = R_{6} / \sqrt{1/\omega^{2} C + R_{6}^{2}}, \qquad (8.56)$$

которая является результатом совместного решения уравнений (8.52) и (8.53) и начального условия  $U_{a0} = U_{\bar{0}0}$ . В частном случае,

Рис. 8.24. Частотная характеристика емкостно-индуктивного дискриминатора частоты

когда  $R_a = R_5$  формула (8.56) приводится к следующему виду:

 $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}.$  (8.57)

Если в качестве рабочего диапазона напряжений при-

нять ограниченный участок вблизи точки, соответствующей  $\omega_0$ , то приближенно кривые  $U_a(\omega)$  и  $U_5(\omega)$  можно заменить прямыми. Тогда выходное напряжение дискриминатора  $U_{\pi}$  приближенно пропорционально частоте модуляции  $\omega$ , а с учетом формул (8.49) и (8.50) и углам рассогласования цели:

$$U_{\mu y} \simeq k_1 \omega_y = k_{\varphi 1} \varphi_y; \qquad (8.58)$$

$$U_{\mu r} \simeq k_1 \omega_r = k_{\varphi 1} \varphi_r, \qquad (8.59)$$

где  $k_1$  и  $k_{\varphi 1}$  — постоянные коэффициенты.

Таким образом, напряжение на выходе дискриминатора является управляющим сигналом, приближенно линейным по углам рассогласования в прямоугольной системе координат, что удобно для управления рулями ЛА.

Высокую линейность изменения управляющего сигнала по углу рассогласования при многочастотных АИ обеспечивает частотный дискриминатор с двумя резонансными фильтрами, схема которого представлена на рис. 8.25. Первый фильтр пропускает ток с максимальной амплитудой напряжения при частоте модуляции  $\omega_1$ , а второй — при частоте модуляции  $\omega_2$ .

Резонансные частоты контуров I и II смещены симметрично относительно нулевой частоты модуляции  $\omega_0$  на величину  $\Delta \omega_p = \omega_0 - \omega_1 = \omega_2 - \omega_0$ .

При изменении частоты модуляции лучистого потока АИ модулированное напряжение, поступающее на управляющие сетки ламп



Рис. 8.25. Схема частотного дискриминатора с резонансными фильтрами





Рис. 8.26. Частотная характеристика дискриминатора с резопансными фильтрами

входного каскада дискриминатора, вызывает увеличение напряжения в одном резонансном контуре и уменьшение в другом. Это вызывает изменение величины амплитуды и знака выходного напряжения дискриминатора в соответствии с фор-

мулой 
$$U_{\text{вых max}} \simeq U_{\text{max}} S_{\pi} R_{\vartheta} \psi$$
, где  $\psi = \frac{1}{\sqrt{1 + (\alpha_{\text{p}} - \alpha)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + (\alpha_{\text{p}} + \alpha)^2}};$   
 $\alpha_{\text{p}} = 2\Delta \omega_{\text{p}} Q/\omega_{\text{p}}; \quad \alpha = 2\Delta \omega/\omega_{\text{p}};$ 

S<sub>л</sub> — крутизна статической характеристики лампы; R<sub>9</sub> и Q — эквивалентное сопротивление и добротность резонансного контура.

Передаточное отношение частотного дискриминатора имеет максимальное значение  $k_{\rm y.~g} = (1,5...1,6) U_{\rm max} S_{\rm g}/(2\Delta\omega_{\rm p})^2 C$  при  $Q = (2...3) \omega_0/2\Delta\omega_{\rm p}$ , где C — емкость конденсатора резонансного контура.

Характеристика дискриминатора содержит две симметричные относительно частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  частотные характеристики первого и второго фильтров (рис. 8.26). Их ветви вдали от частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  практически линейны.

Если частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  выбрать таким образом, чтобы частотные характеристики первого и второго фильтров пересекались при частоте  $\omega_0$ , достаточно удаленной от частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , то на значительном участке вблизи этой точки изменение выходного напряжения дискриминатора является в высокой степени линейным по частоте модуляции и углу рассогласования цели. Следовательно,

$$U_{\mu b x} = k_2 = k_{\mu 2} \varphi_{\mu}, \qquad (8.60)$$

где  $k_2$  и  $k_{m2}$  — постоянные коэффициенты.

Линейность зависимости напряжения выходного сигнала нарушается нелинейностью изменения частоты модуляции по углу рассогласования цели, так как частота модуляции в многочастотных анализаторах изображения изменяется ступенчато. Для уменьшения нелинейности желательно уменьшить величину ступеней, т. е. частотный шаг многоступенчатого АИ. Это достигается увеличением числа ступеней за счет уменьшения ширины полос растров или за счет увеличения габаритов растров. Возможность уменьшения ширины полос ограничивается необходимостью обеспечения достаточно полной глубины модуляции. Наихудшая глубина модуляции соответствует минимальным дальностям, когда угловые размеры цели максимальны.

Например, для средних условий действия снарядов класса «воздух—воздух» с максимальной дальностью несколько километров на дальностях 50 ... 40 м угловые размеры цели увеличиваются

318

в несколько сот раз, поэтому для создания стабильных условий модуляции по глубине полезно применять в приборах самонаведения панкратические системы, позволяющие стабилизировать размер изображения цели в плоскости АИ при изменении дальности. Существующие приборы самонаведения имеют оптические системы с постоянным увеличением, в которых в качестве расчетного принимается размер изображения цели для значительных дальностей, равный диаметру аберрационного кружка рассеяния  $d_p$ .

Расчет многочастотного растра проводится исходя из размеров аберрационного кружка рассеяния на радиусе *r*<sub>0</sub>. соответствующем пулевой частоте модуляции ω<sub>0</sub>. При полной глубине модуляции ширина полос равна диаметру аберрационного кружка рассеяния.

Число прозрачных полос на растре при радиусе  $r_0$ , соответствующем заданной нулевой частоте модуляции лучистого потока  $\omega_0$ , определяется формулой  $m = \pi r_0/d_0$ .

Модулирующие растры приводятся во вращение пневматическими или электрическими двигателями с высокоточной регулировкой угловой скорости вращения и безлюфтовыми зубчатыми передачами, так как в противном случае не обеспечивается требуемая точность стабилизации модулируемой частоты. Пневматические двигатели обладают малой инерционностью при запуске и не требуют бортового источника электропитания. Они могут приводиться в движение от малогабаритного баллона сжатого воздуха или энергией встречного потока воздуха.

#### 8.7. ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ В АНАЛИЗАТОРЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Импульсная оптическая модуляция отличается от непрерывной повышенной скважностью ряда сигналов. Предельным значением скважности, при которой непрерывная модуляция переходит в импульсную, как показано в разд. 8.3, является N = 2. При этом  $\gamma = 0,5$ . При большой крутизне фронта импульсы считаются прямоугольными. Последовательность опорных импульсов характеризуется схемой на рис. 8.27, *а*. Амплитуда  $\Phi_{30}$ , длительность т и пе-

риод  $T_{\rm H}$  опорных импульсов постоянны. Связь между основными параметрами последовательности опорных импульсов выражена формулами (8.1) и (8.2), справедливыми для периодического ряда сигналов любой формы.

Если закон изменения импульсов лучистого потока в тече-

Рис. 8.27. Графики формирования последовательности опорных импульсов (а) и синусоидального сигнала управляющей частоты (б) в АИ с АФИМ



ние одного периода, определяемый конструктивными параметрами АИ и оптической системы и свойствами излучения цели, выражается функцией  $\Phi_{9, n}(t)$ , то периодическая последовательность опорных импульсов описывается зависимостью

$$\Phi_{\mathfrak{d}, \mathbf{n}, \mathbf{H}}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_{\mathfrak{d}, \mathbf{n}} [t - (n-1) T_{\mathbf{H}}], \qquad (8.61)$$

где n — порядковый номер импульса при условии, что моменту t = 0 соответствует начало периода первого импульса.

# Амплитудно-фазовая модуляция последовательности лучистых импульсов

При АФИМ можно выразить координаты цели  $\varphi_{\mathfrak{q}}$  и  $\varphi_{\Phi}$  через амплитуду и полную мгновенную фазу модулированного лучистого потока. При этом модулирующая управляющая функция АИ, как и при непрерывной амплитудной модуляции, может выражаться уравнением вида (8.20)

$$\Phi_{\mathfrak{d},\mathbf{v}}(t) = -0.5 \,\Delta\Phi_{\mathfrak{d},\mathbf{v}} + 0.5 \,\Delta\Phi_{\mathfrak{d},\mathbf{v}} \sin\left(\omega_{\mathbf{p}}t + \psi_{\mathbf{v}}\right),$$

характеризующим изменение величины импульсов без вариации их длительности, положения во времени и характера формы. При условии  $\omega_{\rm H} > 10\omega_{\rm p}$ , необходимом для надежной селекции частот в электрическом тракте, мгновенное значение модулированного лучистого потока, полученное путем АФИМ последовательности импульсов, описывается уравнением огибающей

$$\Phi_{\mathfrak{P}_{\bullet, \mathsf{H}, \mathsf{M}}}(t) = \Phi_{\mathfrak{P}_{\bullet, \mathsf{H}, \mathsf{H}}\max}(t) + \Phi_{\mathfrak{P}_{\bullet, \mathsf{V}}}(t).$$

Для использования полной мощности лучистого потока  $\Phi_{30}$ , падающего от цели на плоскость анализа изображения, нужно при проектировании обеспечить управляющую модуляцию с соблюдением условия  $\Phi_{3.4.M}(t) = \Phi_{30}$ . Тогда

$$\Phi_{\mathfrak{d}_{\mathbf{H},\mathbf{M}}}(t) = \Phi_{\mathfrak{d}_{\mathbf{H}}}\{1+0,5M_{\mathfrak{a},\mathbf{H}}[\sin(\omega_{\mathfrak{p}}t+\psi_{\mathfrak{p}})-1]\},\qquad(8.62)$$

где  $\psi_y$  — начальная фаза управляющей модуляции при t = 0;  $\omega_p$  — частота управляющей модуляции (угловая скорость растра);  $M_{a.u}$  — коэффициент глубины амплитудной импульсной модуляции, определяемый отношением

$$M_{\mathbf{a}, \mathbf{\mu}} = \Delta \Phi_{\mathbf{a}, \mathbf{\nu}} / \Phi_{\mathbf{a}\mathbf{0}}. \tag{8.63}$$

Угол фазирования цели  $\varphi_{\Phi}$  при АФИМ определяется полной мгновенной фазой огибающей кривой ( $\omega_{\rm p}t + \psi_{\rm y}$ ) по формуле

$$\varphi_{\rm th} = (\omega_{\rm p}t + \psi_{\rm y}) - 2\pi n,$$

где *п* — целое число оборотов растра или сканирующего зеркала за время *t*.

Физический смысл коэффициентов глубины модуляции при амплитудной непрерывной и импульсной модуляции одинаков, что очевидно из рассмотрения формул (8.24) и (8.63). Характер изменения модулированного лучистого потока при АФИМ иллюстрируется графиком на рис. 8.27, б.

Так как через детектор управляющей частоты проходит только электрический сигнал, зависящий от величины синусоидального члена sin ( $\omega_{\rm p}t + \psi_{\rm y}$ ), то для получения максимальной мощности управляющего электрического сигнала нужно обеспечить  $M_{\rm a.\,u} = 1$ .

АФИМ можно осуществить, например, в анализаторе со сканирующим изображением и растром, принципиально подобным изображенному на рис. 8.9, но имеющим значительно бо́льшие по протяженности непрозрачные элементы (скважность ряда импульсов N > 2).

### Широтно-импульсные анализаторы изображения

При ШИМ угловые координаты цели выражаются через частоту и длительность модулированных лучистых сигналов, составляющих импульсную последовательность. Амплитуда при этом постоянна. ПЛЭ преобразует лучистые сигналы в пропорциональные им электрические колебания или импульсы, которые сравниваются с опорными периодическими электрическими сигналами. Сигналы опорного напряжения могут быть гармоническими, например, синусоидальными или импульсными. В первом случае опорные сигналы выдаются генератором переменного тока, ротор которого вращается синхронно с растром, а во втором — опорные импульсы можно создавать замыканием контакта в электрической цепи, например, от кулачка, вращающегося синхронно с растром, или синхронизированным прерыванием узкого лучистого потока в дополнительной оптико-электронной системе опорных сигналов.

Модулирующее устройство может иметь два растра и одну оптическую систему, один растр и две оптические системы, один растр и одну оптическую систему. Последняя схема по компоновочным условиям малогабаритных приборов самонаведения наиболее удобна. По такой схеме выполнен АИ английского инфракрасного прибора самонаведения снаряда типа «Файстрик». Модулирующий растр этого прибора состоит из нескольких кольцевых поясов с различным количеством прозрачных и непрозрачных элементов (рис. 8.28).

Изменение частоты модуляции при переходе изображения цели с одного кольцевого пояса на другой является информацией об изменении угла рассогласования цели. Прозрачные элементы в кольцевых поясах выполнены переменными по угловой величине так, что их секторный угол изменяется в зависимости от угла фазирования цели, поэтому на сигналы несущей частоты накладывается дополнительная управляющая модуляция ширины сигналов в функции ф.

Для обеспечения полной глубины модуляции ширина прозрачных элементов во всех кольцевых поясах должна быть не меньше диаметра кружка рассеяния изображения точечной цели. При изменении глубины модуляции возникает паразитная амплитудная модуляция, что нарушает принцип широтно-импульсной модуляции.



Рис. 8.28. Растр широтно-импульсного АИ прибора самонаведения снаряда «Файрстрик»

Рис. 8.29. График формирования импульсов в широтно-импульсном АИ



Ширина прозрачных элементов растра в каждом кольцевом поясе изменяется по синусоидальному закону. При принятии в качестве начала отсчета  $\varphi_{\Phi}$  положительного направления оси z и нулевой начальной фазе последовательности импульсов от излучения цели, находящейся во втором кольцевом поясе (точка  $\mathcal{U}$ ), имеет вид, представленный на рис. 8.29. Период повторения импульсов постоянен, а ширина импульсов изменяется по синусоидальному закону. Минимальные по длительности импульсы расположены симметрично относительно момента времени фазирования  $t_{\phi}$ , соответствующего моменту прохождения через изображение цели  $\mathcal{U}$  оси растра  $z_{\rm p}$ . Величина времени  $t_{\phi}$  определяется при постоянной скорости растра  $\omega_{\rm p}$  значением угла фазирования цели  $\varphi_{\phi} = \omega_{\rm p} t - 2\pi n$ , где n -целое число оборотов растра за время t.

Сравнение длительности модулированных импульсов с длительностью сигналов опорного напряжения в электронном тракте позволяет найти время и угол фазирования цели.

### Время-импульсные анализаторы изображения

Время-импульсный АИ можно выполнить сочетанием сканирующей оптической схемы с ПЛЭ в виде симметричного креста. При отсутствии угла рассогласования цели траектория сканирования изображения точечной цели является окружностью, центр которой совпадает с центром креста ПЛЭ. Радиус окружности сканирования  $r_{\rm ck}$  определяется углом наклона нормали сканирующего элемента к оптической оси прибора самонаведения. При  $\varphi_{\rm u} = 0$  изображение цели пересекает плечи креста ПЛЭ через одинаковые промежутки времени, равные четверти периода сканирования.

При  $\varphi_{n} \neq 0$  центр сканирования  $O_{c}$  смещен с центра креста  $O_{\kappa}$ на угловую величину  $\varphi_{n}$  (рис. 8.30). Составляющие угла  $\varphi_{u}$  в декартовой системе координат ЛА имеют значения  $\varphi_{y}$  и  $\varphi_{z}$ . Длительность интервалов времени между импульсами на горизонтальной и вертикальной линиях креста характеризуется величинами углов  $\omega_{p}t_{1}$  и Рис. 8.30. Схема АИ с крестообразным приемником излучения

 $\omega_p t_3, \omega_p t_2$  и  $\omega_p t_4$ . Эти углы функционально связаны с углом рассогласования цели и его составляющими по осям каналов управления ракеты. Угловая величина радиуса окружности сканирования  $\varphi_{ck} = \arctan r ck/f$ , где  $f - \phi$ окусное расстояние оптической системы.

Из схемы на рис. 8.30 получим

$$\omega_{\rm n} t_1 = 2 \arccos y/r_{\rm ck}$$
.



$$\omega_{\nu} t_1 = 2 \arccos \varphi_{\mu} / \varphi_{cR}. \tag{8.64}$$

$$\omega_{\rm p} t_2 = 2 \arccos \varphi_2 / \varphi_{\rm cK}. \tag{8.65}$$

Два последних уравнения связывают интервалы времени между моментами пересечения изображением цели каждой линии креста с соответствующей составляющей угла рассогласования по оси декартовой системы координат, т. е. выражают собой искомые функциональные зависимости вида  $\varphi_y(t_1)$  и  $\varphi_z(t_2)$ . Практическое использование полученных уравнений затруднено ввиду их нелинейности, что создает неудобства в системе управления летательным аппаратом. Уравнения (8.64) и (8.65) можно преобразовать с некоторым допущением к линейному виду, если использовать выражения

$$t_8 - t_1 = \Delta t_y; \ t_4 - t_2 = \Delta t_z \tag{8.66}$$

и очевидные из схемы на рис. 8.30 зависимости

$$\omega_{\rm p} t_{\rm a} = 2\pi - \omega_{\rm p} t_{\rm 1}; \ \omega_{\rm p} t_{\rm 4} = 2\pi - \omega_{\rm p} t_{\rm 2}. \tag{8.67}$$

Из совместного решения зависимостей (8.64) ... (8.67) найдем

$$\Delta t_{\mu} = (4/\omega_{\rm p}) \arcsin \varphi_{\mu}/\varphi_{\rm CK}; \ \Delta t_{z} = (4/\omega_{\rm p}) \arcsin \varphi_{z}/\varphi_{\rm CK}$$

Для центральной зоны, где  $\phi_y \ll \phi_{ck}$  и  $\phi_z \ll \phi_{ck},$  получим приближенные уравнения

$$\varphi_y = \omega_p \varphi_{CK} \Delta t_y/4; \quad \varphi_z = \omega_p \varphi_{CK} \Delta t_z/4 \tag{8.68}$$

с линейной зависимостью угла рассогласования цели от разности длительности интервалов между соответствующими импульсами.

Графики формирования сигналов анализатором изображения с крестообразным приемником приведены на рис. 8.31. При  $\varphi_{\rm ff} = 0$  (график *a*) импульсы следуют через равные промежутки времени.





Рис. 8.31. График формирования импульсов в АИ с крестообразным приемником излучения

При  $\varphi_{\mu} \neq 0$  (график б) интервалы времени между импульсами различны. Из графиков на рис. 8.31 с учетом выражений (8.66) напишем

$$\Delta t_y = T_y - 2t_1; \quad \Delta t_z = T_y - 2t_2.$$

Тогда уравнения (8.68) преобразуются к виду

$$\begin{split} \phi_y &= 0.5 \omega_{\rm p} \varphi_{\rm ck} \left( 0.5 T_{\rm y} - t_1 \right) = k_0 - k_1 t_1; \\ \phi_z &= 0.5 \omega_{\rm p} \varphi_{\rm ck} \left( 0.5 T_{\rm y} - t_2 \right) = k_0 - k_1 t_2, \end{split}$$

где  $k_0 = \omega_p \varphi_{CK} T_y/4 = \text{const}; \ k_2 = \omega_p \varphi_{CK}/2 = \text{const}.$ 

Эти уравнения более удобны, так как для подстановки в них требуется измерить только одну переменную  $t_1$  или  $t_2$ , каждая из которых определяется в электронной схеме путем измерения смещения по времени соответствующих модулированных импульсных сигналов относительно периодических опорных сигналов. Крестообразный приемник можно выполнить одноэлементным или состоящим из четырех электрически изолированных плеч. В первом случае усиление сигналов можно обеспечить одноканальной электронной схемой, но для координации сигнала по плечам приемника необходим электромеханический коммутатор. Применение коммутатора приводит к увеличению шумов. Во втором случае коммутатор не нужен, но требуется четыре самостоятельных электронных тракта. Такое решение в условиях малогабаритных приборов самонаведения целесообразно только при применении малогабаритных микроэлектронных элементов.

### 8.8. МЕТОДИКА ПРИБЛИЖЕННОЙ ОЦЕНКИ АНАЛИЗАТОРОВ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Важнейшими характеристиками ОЭПС являются его эффективная дальность действия и точность углового сопровождения цели. Обе эти характеристики прибора в значительной степени зависят от качества примененного АИ.

Точность определения угловых координат цели во многом определяется качеством модуляционной характеристики АИ и, в первую очередь, ее линейность и крутизна в рабочем диапазоне, а также наличием зоны нечувствительности.

Как установлено в разд. 8.2, растровые АИ с переносом изображения не имеют зоны нечувствительности, что является их основным положительным качеством, АИ с вращающимся растром имеют зону нечувствительности, расположенную в центральной части мгновенного поля зрения. Чем меньше зона нечувствительности, тем выше качество АИ,
Размер этой зоны в основном определяется размерами аберрационного пятна рассеяния оптической системы в центральной зоне. а также характером решетчатой структуры растра, т. е. выбранными методом модуляции и частотой несущих колебаний лучистого потока. Последняя выбирается исходя из частотной характеристики и спектра шумов ПЛЭ. Следовательно, произвольно варьировать несущую частоту в целях уменьшения зоны нечувствительности при конструировании АИ нельзя. Одинаковую несущую частоту можно обеспечить различным сочетаниям числа  $m_{\rm p}$  пар прозрачных и непрозрачных элементов в кольцевом поясе ротора с величиной угловой скорости его вращения. Уменьшение m<sub>n</sub> позволяет увеличить размер прозрачных элементов в центре поля зрения оптической системы и при неизменном размере аберрационного пятна рассеяния уменьшить зону нечувствительности. Понижение несущей частоты за счет m<sub>n</sub> можно компенсировать повышением скорости растра. Но это возможно в двухчастотных АИ только при соблюдении условия превышения несущей частоты над управляющей примерно на один порядок. В противном случае в электронном тракте трудно обеспечить выделение управляющих сигналов.

Из рассмотренных выше АИ с вращающимся растром наименьшую зону нечувствительности можно обеспечить в широтно-импульсном АИ, где несущая частота центральной зоны минимальна. Другим способом уменьшения зоны нечувствительности является сокращение размеров пятна рассеяния в центре поля зрения оптической системы рациональным назначением закона изменения величины суммарной аберрации по полю зрения (см. разд. 8.4).

Эффективность АИ удобно оценивать коэффициентом повышения отношения сигнала к шуму на выходе ОЭП  $k_{\rm a. H. 2}$ , которое достигается при введении в прибор данного АИ. С помощью коэффициента  $k_{\rm a. H. 2}$  можно оценивать влияние АИ на дальность действия ОЭП.

Коэффициент

$$k_{ah. 9} = [U_{BMX. ah}/(\overline{U_{uu. ah}^2})^{1/2}]/[U_{BMX}/(\overline{U_{uu}^2})^{1/2}],$$

где  $U_{\text{вых}}$  и  $U_{\text{вых. ан}}$  — напряжения выходного полезного сигнала ОЭП без АИ и при его применении соответственно;  $(U_{\text{ш}}^2)^{1/2}$  и  $(U_{\text{ш. ан}}^2)^{1/2}$ — осредненные квадраты амплитуды напряжения шума на выходе ОЭП с одинаковыми другими параметрами без АИ и при его применении соответственно.

Назовем отношение

$$k_{\mathrm{ah}\ \mathrm{m.}} = (\overline{U^{2_i}_{\mathrm{m}}})^{1/2}_{\mathrm{-}} / (\overline{U^{2}_{\mathrm{m.\ ah}}})^{1/2}$$

коэффициентом снижения шума АИ, показывающим, во сколько раз введение его в прибор увеличивает отношение сигнала к шуму снижением величины суммарного шума на выходе прибора.

Отношение  $U_{\text{вых ан}}/U_{\text{вых}} = k_{\text{ан. 9}}$  характеризует потери энергии при преобразовании сигнала в процессе анализа изображения в оптическом растровом модуляторе и электронном тракте. Назовем  $k_{\text{ан}}$  коэффициентом уменьшения амплитуды напряжения полезного выходного сигнала в ОЭП вследствие применения АИ. Тогда коэффициент  $k_{\rm ah. 3}$  выразится уравнением

$$k_{\mathrm{aH. 9}} = k_{\mathrm{aH}} k_{\mathrm{aH. III}}$$

Значение коэффициента уменьшения амплитуды напряжения полезного выходного сигнала можно выразить формулой

$$k_{\rm aH} = k_{\rm mon} k_{\rm H} k_{\rm y}.$$

Расчет полезных и шумовых выходных сигналов ОЭП необходимо при проектировании приборов проводить по формулам, приведенным в разд. 10.4. Приближенную оценку АИ можно провести на базе экспериментальных данных.

Значение коэффициента потерь при модуляции  $k_{\text{мод}}$  характеризует степень уменьшения средней за период колебания мощности излучения, упавшего на растр от цели, в процессе несущей модуляции. При равенстве площади прозрачных и непрозрачных элементов растра площади пятна аберрационного рассеяния, что необходимо для обеспечения полной глубины модуляции с коэффициентом амплитудной модуляции  $M_a = 1$ , коэффициент  $k_{\text{мол}} = 0,5$ .

Эффективная амплитуда выходного напряжения, которое можно надежно использовать для формирования усиленных несущих колебаний в электронном тракте, обычно не превышает 0,7 максимальной амплитуды, поэтому примем коэффициент  $k_{\rm H}$ , учитывающий потери в электронном тракте несущей частоты, равным 0,7.

В электронном тракте при формировании управляющих сигналов, идущих на управление коррекционным приводом гироскопа, используются только напряжения огибающих колебаний, содержащих информацию о координатах цели, а несущие колебания не пропускаются детектором. Кроме того, мощность управляющего сигнала уменьшается, так как используется средняя за период управляющих колебаний мощность. Следовательно, в к. п. д. АИ входит третий множитель, учитывающий потери в тракте управляющей частоты ky, зависящий от вида модуляции. Например, для двухчастотных АИ с амплитудно-фазовой модуляцией при коэффициенте амплитудной модуляции  $M_{\rm g} = 1$  коэффициент  $k_{\rm y} = 0,35$ . Для АИ с частотной модуляцией при оптимальном значении коэффициента частотной модуляции  $M_n = 1,8$  величина  $k_n = 0,82$  [3]. Следовательно, коэффициент kan, учитывающий снижение амплитуды полезного сигнала при применении АИ в ОЭС в значительной степени зависит от применяемого вида модуляции. Расчет по приведенным цифровым значениям дает для АИ с амплитудно-фазовой и частотной модуляцией величину k<sub>ан</sub>, равную 0,1225 и 0,287 соответственно.

Для обеспечения повышения на выходе ОЭП отношения сигнала к шуму необходимо так проектировать схему и конструкцию АИ, чтобы его коэффициент снижения шума  $k_{\rm ah.\ m}$  был существенно больше чем  $1/k_{\rm ah}$ . В литературе приводятся сведения, что при двухчастотной модуляции типа: непрерывная + импульсная; импульсная + импульсная; импульсная + непрерывная — коэффициент  $k_{\rm ah}$ соответственно равен 0,16; 0,203; 0,37 [3].

Суммарный шум оптико-электронной системы как результат сложения случайных внешних и собственных шумов ПЛЭ характеризуется средней квадратичной амплитудой выходного напряжения шума. Для определения шумов ложных целей, соизмеримых по угловым размерам с целью, необходимо применять специальные устройства, основанные на использовании спектральных фильтров и оптических систем с малым мгновенным полем зрения, порядка угловых минут. При исключении внешних шумов решающее значение приобретают собственные шумы ПЛЭ, поэтому к качеству последних предъявляются высокие требования. Для надежной работы координатора цели шумы электронных блоков должны быть малы по сравнению с собственными шумами ПЛЭ (см. разд. 10.3). По-видимому, в дальнейшем по мере совершенствования качества ПЛЭ электронные усилители и фильтры в схемах координаторов цели ОЭП частично уступят место лазерным приборам, работающим на более высоких частотах с весьма узкими полосами пропускания и поэтому более помехоустойчивым.

Коэффициент полезного действия процесса анализа изображения с помощью координатных приемников вследствие исключения потерь на управляющую модуляцию выше в 2 ... 4 раза, чем при двухчастотных растровых АИ, поэтому наиболее перспективен анализ изображения с помощью координатных приемников излучения.

#### Глава 9

### ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

#### 9.1. ПОСТРОИТЕЛЬ УПРЕЖДЕНИЯ С ТРЕХСТЕПЕННЫМ ОТКЛОНЯЮЩИМСЯ ГИРОСКОПОМ

#### Принцип действия и дифференциальное уравнение

На одноместном самолете-истребителе оружие и прицел установлены неподвижно относительно его корпуса и наводка оружия на цель осуществляется разворотом самолета. Следовательно, в качестве прицела одноместного истребителя можно применять только прицелы с зависимой линией прицеливания. Угловая скорость оружия, закрепленного неподвижно на истребителе,  $\omega_{op}$  отличается от относительной угловой скорости цели  $\omega$  на величину угловой скорости поворота прицельной линии в прицеле  $\psi$ , т. е. соблюдается развенство

$$\omega_{\rm op} = \omega + \dot{\psi}. \tag{9.1}$$

Получили распространение прицелы с трехстепенным отклоняющимся гироскопом. Поясним принцип действия такого прицела на



примере прицела, принципиальная схема которого приведена на рис. 9.1.

Трехстепенный гироскоп, укрепленный в кардановом подвесе, имеет на одном конце плоское зеркало, а на другом — сферическую алюминиевую чашку, центр кривизны которой совпадает с точкой пересечения осей карданова подвеса.

Прецессия гироскопа создается с помощью электромагнитной коррекции. Коррекционное устройство имеет электромагнит с четырьмя сердечниками, расположенными симметрично относительно нулевого положения полярной оси гироскопа. Магнитное поле возбуждается током  $I_y$ , протекающим в катушке упреждения, включенной последовательно с реостатом ввода полетного времени в функции дальности  $R_L$ . Катушка упреждения создает во всех сердечниках одинаковые магнитные потоки, пропорциональные количеству ампер-витков

$$\Phi_{\mathbf{y}} = k_1 I_{\mathbf{y}} n_{\mathbf{y}},$$

где  $k_1$  — коэффициент пропорциональности;  $n_y$  — количество витков в катушке упреждения.

При зращении гироскопа в алюминиевой чашке под действием магнитных потоков сердечников возникают вихревые токи. Взаимодействуя с магнитным полем они создают тормозные силы. Тормозная сила, приложенная к каждому элементу тела чашки, направлена в сторону, 328 Рис. 9.2. Схема взаимодействия сердечников электромагнитной коррекции с алюминиевой чашкой гироскопа при построении угла упреждения

противоположную вектору линейной скорости относительного движения этого элемента в магнитном поле.

Линейная скорость элемента тела чашки относительно полюсов электромагнита равна сумме скоростей, создаваемых собственным вращением ротора гироскопа, прецессией и нутацией. Нутационные



колебания оси ротора гироскопа имеют малую амплитуду и быстро затухают, поэтому влияние скорости нутации к моменту выработки упреждения считается несущественным. Угловая скорость прецессии оси ротора гироскопа мала по сравнению с угловой скоростью собственного вращения ротора. При нулевом положении ротора гироскопа эти силы симметричны относительно главной оси гироскопа и не накладывают на него коррекционный момент, а тормозят лишь его вращение.

При развороте корпуса прицела коррекционное устройство смещается на угол  $\psi_r$  относительно ротора гироскопа, стремящегося в силу присущих ему свойств сохранить положение полярной оси в пространстве. При этом симметрия положения чашки относительно коррекционного устройства нарушается, что приводит к нарушению равновесия сил ее взаимодействия с полюсами электромагнита. Приближенно можно считать, что равнодействующая сил взаимодействия чашки с каждым полюсом электромагнитной системы приложена к чашке в центре этих полюсов. Величина тормозной силы, создаваемой взаимодействием магнитного потока сердечника с алюминиевой чашкой гироскопа, равна

$$P_i = k_2 \Phi_y^2 v_\rho,$$

где  $k_2$  — коэффициент пропорциональности.

Так как линейная скорость υ<sub>ρ</sub> относительного движения чашки у центра каждого полюса пропорциональна удалению ρ последнего от оси вращения чашки, то и сила взаимодействия чашки с этим полюсом пропорциональна тому же расстоянию. Следовательно,

$$v_{\rho} = \omega_{\mathrm{p}} \rho; \ P_{i} = k_{3} \rho \ (I_{\mathrm{y}} n_{\mathrm{y}})^{2},$$

где ω<sub>р</sub> — угловая скорость вращения чашки гироскопа вокруг полярной оси; k<sub>3</sub> — коэффициент пропорциональности.

На рис. 9.2 представлена схема взаимного расположения четырех сердечников электромагнитной системы и чашки гироскопа, центр которой  $O_r$  смещен относительно оси симметрии магнитов  $O_M$  в боковом направлении на величину *z*, соответствующую углу поворота

гироскопа  $\psi_{r}$ . Из схемы сил с учетом формулы для  $P_i$  очевидно, что горизонтальные составляющие сил  $P_{2r}$  и  $P_{4r}$  симметричны, равны и направлены противоположно. Эти силы не накладывают на чашку гироскопа коррекционных воздействий, а создают только тормозной момент. Равнодействующая вертикальных сил

$$P = P_1 + P_{2B} + P_{4B} + P_3$$

создает тормозной момент относительно оси гироскопа и коррекционную силу, приложенную к оси чашки в точке  $O_{r}$  вертикально вверх. Суммарный тормозной момент мал по сравнению с моментом привода гироскопа и преодолевается последним.

Смещение оси гироскопа на угол  $\psi_r$  и чашки на величину z в боковом направлении соответствует повороту корпуса прицела и самолета с угловой скоростью, вектор которой направлен вертикально. Равнодействующая коррекционная сила параллельна вектору угловой скорости разворота корпуса прицела.

Смещение центра чашки относительно центров всех сердечников в боковом направлении равно z и при малых углах отклонения оси гироскопа пропорционально величине  $\psi_r$ . Величина  $\rho_0$  при суммировании сил  $P_1$  и  $P_3$  исключается, поэтому равнодействующая коррекционная сила P пропорциональна  $\psi_r$  и на основании двух последних формул выражается уравнением

$$P = k_4 \psi_{\Gamma} (I_{\mathbf{v}} n_{\mathbf{v}})^2.$$

Сила Р создает действующий на гироскоп коррекционный момент М<sub>к</sub>.

Приближенная теория гироскопов, исходящая из малости угла отклонения гироскопа и не учитывающая влияние негироскопических инерционных моментов, моментов трения в опорах карданова подвеса и момента электромагнитного демпфирования, в применении к рассматриваемому трехстепенному отклоняющемуся гироскопу отражает явления с достаточной точностью. При этом момент коррекции пропорционален силе *P* и углу отклонения главной оси гироскопа от ее нулевого положения, т. е.

$$M_{\rm \scriptscriptstyle R} = P l_{\rm \scriptscriptstyle \Gamma} = k_5 \psi_{\rm \scriptscriptstyle \Gamma} (I_{\rm \scriptscriptstyle Y} n_{\rm \scriptscriptstyle Y})^2 = k_{\rm \scriptscriptstyle \Gamma} \psi_{\rm \scriptscriptstyle \Gamma}, \qquad (9.2)$$

где  $l_{\rm r}$  — расстояние от центра подвеса гироскопа до чашки и радиус чашки;  $k_5$  — постоянный коэффициент;  $k_{\rm r}$  — переменный коэффициент, зависящий от  $I_{\rm y}$ .

Абсолютная угловая скорость прецессии полярной оси гироскопа в плоскости слежения визирным лучом прицела за целью, возникающая под действием коррекционного момента, при малых углах отклонения гироскопа равна

$$\omega_{\pi p} = M_{\kappa}/H_{r}, \qquad (9.3)$$

где  $H_{\rm r}$  — кинетический момент гироскопа.

Угловая скорость прецессии гироскопа направлена в сторону сближения вектора кинетического момента гироскопа с вектором момента коррекции. Угол рассогласования  $\psi_r$  увеличивается до тех пор, пока угловая бкорость прецессии главной оси гироскопа меньше угловой скорости корпуса прицела с блоком коррекции, равной угловой скорости оружия, т. е. при условии  $\omega_{np} < \omega_{op}$ . Равновесие в системе наступит тогда, когда гироскопический момент, возникающий под действием вынужденной прецессии, уравновесит момент коррекции и  $\omega_{np} = \omega_{op}$ . Установившаяся величина угла отклонения гироскопа из уравнений (9.2) и (9.3) выражается формулой

$$\psi_{\rm r} = H_{\rm r} \omega_{\rm up} / k_{\rm r} = T_0 \omega_{\rm np}, \tag{9.4}$$

где  $T_0 = \kappa_0$  - коэффициент пропорциональности.

Следовательно, угол отклонения оси гироскопа пропорционален абсолютной угловой скорости прецессии гироскопа.

Связь между углами отклонения оси гироскопа и визирной линии в коллиматорной оптической системе определяется формулой

$$\psi_{\rm r}/\psi = f/2l = k_{\rm m},$$

где f — фокусное расстояние объектива; l — осевое расстояние от фокальной плоскости до зеркала гироскопа;  $k_{\rm д}$  — коэффициент успокоения (демпфирования) визирного луча в прицеле;  $\psi$  — угол упреждения.

Слежение визирным лучом оптико-гироскопического прицела ЛА за воздушной целью является колебательным процессом, зависящим от характера движения цели, от динамики ЛА и прицела, а также от работы пилота, наблюдающего цель и управляющего ЛА.

Для повышения качества работы пилота как звена системы слежения за целью при заданных характеристиках самолета необходимо обеспечить рациональным выбором параметров прицела оптимальные условия визуального слежения за целью. Движение прицельной линии (изображение центральной прицельной марки и дальномерного кольца) в поле зрения прицела определяется поведением главной оси гироскопа построителя упреждения. В связи с постоянством передаточного отношения оптической системы колебания прицельной линии и главной оси гироскопа совпадают по мгновенной фазе, а по соотношению мгновенных величин углов отклонения постоянны.

При визуальном слежении за быстродвижущимися объектами оператор успешно осуществляет слежение, если величина и скорость колебаний прицельной линии в поле зрения прицела равны нулю или по крайней мере минимальны. Колебания прицельной линии неизбежны, так как они порождаются принципиально существующими колебаниями полярной оси ротора гироскопа построителя упреждения. Но величину и скорость колебаний прицельной линии в прицеле можно уменьшить по сравнению с колебаниями полярной оси гироскопа, если выбрать при конструировании параметры оптической системы так, чтобы коэффициент успокоения визирного луча в прицеле  $k_{\rm A} > 1$ . Тогда можно записать

$$k_{\rm ff} = 1 + k,$$
 (9.5)

331



Рис. 9.3. Схема углов и угловых скоростей в оптическом прицеле с трехстепенным отклоняющимся гироскопом

где *k* — постоянный коэффициент, определяющий превышение *k*<sub>д</sub> над единицей.

При выборе  $k_{\pi} > 1$ , т. е. k > 0, пилот, воспринимая величину и скорость отклонения полярной оси гироскопа по уменьшенному отклонению и замедленной скорости колебаний прицельной линии в поле зрения, вводит на органы управления самолетом и корпусом прицела

сигналы, несколько ослабленные по сравнению со строго соответствующими поведению полярной оси гироскопа. Это создает сглаженное («демпфированное») воздействие коррекционного устройства на ротор гироскопа и приводит к успокоению, т. е. демпфированию колебательного процесса визуального слежения за целью, обеспечивая сходимость этого процесса. О методике выбора количественных значений величины k, обеспечивающих оптимальные условия слежения за быстродвижущейся целью и построения упреждения в заданное рабочее время, сказано ниже. Следовательно, условием работоспособности оптико-гироскопического прицела типа АСП являются зависимость  $\psi_r > \psi$  и формула

$$\psi_{\rm r} = \psi \, (1 + k). \tag{9.6}$$

Из совместного решения формул (9.4) и (9.6) угол упреждения

$$\psi = \omega_{\rm np} T_0 / (1 + k). \tag{9.7}$$

Для решения задачи упреждения, как это следует из разд. 5.2, в прицеле воздушной стрельбы из неподвижно установленного оружия необходимо построить угол упреждения по формуле

$$\psi = \omega t_{\phi, H},$$

где ω — относительная угловая скорость линии цели; *t*<sub>φ. н</sub> — фиктивное полетное время снаряда неподвижного оружия.

Переход от абсолютной угловой скорости прецессии гироскопа  $\omega_{np}$  в выражении (9.3) к относительной угловой скорости линии цели  $\omega$  выполним на базе схемы на рис. 9.3. Вследствие отставания со скоростью  $\psi_r$  полярной оси гироскопа от оси оружия и прицела, закрепленных жестко на самолете, справедлива зависимость

$$\omega_{np} = \omega_{op} - \psi_r. \tag{9.8}$$

Так как процесс построения упреждения при слежении за целью непрерывен, то  $\psi_r$  и  $\psi$  являются непрерывными функциями времени. Это позволяет выразить  $\psi_r$  и  $\psi$  на основе дифференцирования формулы (9.6)

$$\dot{\psi}_{\mathbf{r}} = \dot{\psi} (1+k).$$

Совместное решение этого выражения с формулами (9.8) и (9.1) дает следующую зависимость:

$$\omega_{\rm np} = \omega - k\psi.$$

Тогда выражение (9.7) приводится к зависимости

 $\psi = (\omega - k\dot{\psi}) T_0/(1+k),$  (9.9)

называемой дифференциальным уравнением авиационного стрелкового прицела с трехстепенным отклоняющимся гироскопом.

Дифференциальное уравнение удовлетворяет условию выработки упреждения при воздушной стрельбе, если

$$(\omega - k\psi) T_0/(1+k) = \omega t_{\psi, H}.$$

Дифференцируя формулу для ф и подставляя величину

$$\psi = \dot{\omega}t_{\phi. H} + \omega\dot{t}_{\phi. H}$$

в последнее равенство, находим, что параметры прицела необходимо выбирать так, чтобы

$$T_{0} = (1+k) t_{\phi, \mathbf{H}} \omega / [\omega - k (\dot{\omega} t_{\phi, \mathbf{H}} + \omega t_{\phi, \mathbf{H}})].$$
(9.10)

Уравнение (9.10) при практическом решении в приборе требует применения сравнительно сложной вычислительной системы. Анализ этого уравнения для типовых условий атаки истребителя в задней полусфере цели позволил найти достаточно точную эмпирическую формулу вида

$$T_0 = (1 + k) L_0 / (v_0 - k_T L_0),$$

где  $L_0$  — начальная дальность цели;  $v_0$  — относительная начальная скорость снаряда;  $k_T$  — коэффициент, зависящий от баллистики оружия и атмосферных условий в зоне воздушной стрельбы.

Обозначив

$$T_0/(1+k) = L_0/(v_0 - k_T L_0) = T_p,$$
 (9.11)

перепишем дифференциальное уравнение (9.9) прицела с трехстепенным отклоняющимся гироскопом в следующем виде:

$$\psi = (\omega - k\dot{\psi}) T_{\rm p}. \tag{9.12}$$

Коэффициент Т<sub>р</sub> называется расчетным полетным временем снаряда.

#### Расчет электрической схемы цепи упреждения

Величина  $T_{\rm p}$  вводится в построитель упреждения в виде тока  $I_{\rm y}$  в катушке упреждения коррекционной системы с помощью реостата дальности с переменным сопротивлением  $R_L$ , включенным последовательно с катушкой упреждения и юстировочным сопротивлением  $R_{\rm ю}$  (рис. 9.4). Питание цепи упреждения осуществляется постоянным током со стабилизированным напряжением  $U_{\rm cr}$ . Из электрической схемы цепи упреждения

$$R_H R_L / (R_H + R_L) = U_{cr} / I_y - (R_y + R_w),$$
 (9.13)

333



Рис. 9.4. Электрическая схема цепи упреждения:

 $R_L$  — реостат дальности;  $R_{10}$  — юстировочное сопротивление;  $R_y$  — катушка упреждения;  $K_{3,0}$  — контакт электромагнитного ограничителя;  $R_H$  — реостат высоты;  $K_{\Pi \rm CM}$  — кнопка демпфирования

где  $R_y$  — резистивное электрическое сопротивление катушки упреждения.

Величина тока в катушке упреждения, необходимая для пона основании уравнений (9.2)...(9.4)

строения угла упреждения, описывается выражением

$$I_{y} = (H_{r}/k_{5}T_{0}n_{y}^{2})^{1/2}.$$

Коэффициент

$$T_0 = T_p (1 + k) = T_p f/2l.$$

Тогда

$$I_{\rm y} = \left(2H_{\rm r} \ l/k_5 T_{\rm p} f n_{\rm y}^2\right)^{1/2} = k_6 / \sqrt{T_{\rm p}}, \qquad (9.14)$$

где  $k_6 = (2H_r l/k_5 f n_y^2)^{1/2}$ .

Совместное решение уравнений (9.13) и (9.14) с учетом (9.11) дает для расчета переменного сопротивления реостатов дальности и высоты формулу

$$R_{H}R_{L}/(R_{H}+R_{L}) = \frac{U_{\rm cr}}{k_{\rm 6}}\sqrt{L_{\rm 0}/(v_{\rm 0}-k_{\rm T}L_{\rm 0})} - (R_{\rm y}+R_{\rm 10}), \qquad (9.15)$$

представляющему собой функцию вида  $R_L$  ( $L_0$ , H), так как коэффициент  $k_T$  достаточно точно выражается функцией высоты H зоны воздушного боя.

Расчет сопротивления реостата дальности  $R_L$  проводим по формуле (9.15) при постоянном  $R_H$ , а расчет сопротивления реостата высоты  $R_H$  (H) — при постоянном  $R_L$ .

#### Динамические ошибки построителя упреждения с трехстепенным отклоняющимся гироскопом

Так как процесс построения упреждения в прицеле типа АСП описывается дифференциальным уравнением вида (9.12), то оценку динамической точности построителя углов упреждения проведем на базе интегрирования этого уравнения. Уравнение (9.12) запишем в виде

$$\dot{\psi} + \psi/kT_{\rm p} = \omega/k.$$
 (9.16)

Оно представляет собой линейное дифференциальное уравнение первого порядка с переменным коэффициентом, имеющее общее решение

$$\psi = \mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{\tau}\frac{dt}{T_{p}}} \left\{ C + \frac{1}{k}\int_{0}^{\tau} \mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{\tau}\frac{dt}{T_{p}}} \omega dt \right\},$$
(9.17)

где *t* — параметр интегрирования; т — время с начала выработки упреждения.

Из начальных условий находим постоянную интегрирования  $C = \psi_0$ , где  $\psi_0$  — угол отклонения визирной линии в прицеле при  $\tau = 0$ , т. е. нулевое приборное значение угла упреждения.

Подставим в выражение (9.17) значение С и проинтегрируем его по частям, обозначив

$$\omega T_{p} = u; \quad \frac{1}{kT_{p}} e^{\frac{1}{k} \int_{0}^{t} \frac{dt}{T_{p}}} dt = dv.$$

$$\frac{1}{k} \int_{0}^{t} \frac{dt}{T_{p}}$$

Тогда  $du = (\omega T_p)' dt; v = e$ 

Основное выражение угла упреждения приводится к виду

$$\psi = \mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{\tau}\frac{dt}{T_{\mathbf{p}}}} \left\{ \psi_{0} + \omega T_{\mathbf{p}}\mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{\tau}\frac{dt}{T_{\mathbf{p}}}} \left|_{0}^{\tau} - \int_{0}^{\tau} (\omega T_{\mathbf{p}})' \mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{t}\frac{dt}{T_{\mathbf{p}}}} dt \right\},$$
  
или  $\psi = \psi_{\mathbf{p}}(\tau) + [\psi_{0} - \psi(0)] \mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{\tau}\frac{dt}{T_{\mathbf{p}}}} - \mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{\tau}\frac{dt}{T_{\mathbf{p}}}} \int_{0}^{\tau} \psi(t) \mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{t}\frac{dt}{T_{\mathbf{p}}}} dt,$   
(9.18)

где выведены обозначения:

 $\psi_{\rm p}(\tau) = \omega T_{\rm p}; \ \psi(0) = \omega(0) T_{\rm p}(0); \ \dot{\psi}(\tau) = (\omega T_{\rm p})'.$  (9.19)

Функция  $\psi_{p}\left(\tau\right)$  представляет теоретическое значение угла упреждения.

Величина

$$[\psi_0 - \psi(0)] \mathbf{e}^{-\frac{1}{k} \int_0^{\tau} \frac{dt}{T_p}} = \Delta \psi_1 \qquad (9.20)$$

является начальной динамической ошибкой, порожденной несоответствием начального значения угла упреждения в прицеле  $\psi_0$ , теоретически необходимой его величине  $\psi(0)$  в момент начала выработки упреждения прицелом.

Величина

$$-\mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{\tau}\frac{dt}{T_{p}}}\int_{0}^{\tau}\dot{\psi}(t)\,\mathbf{e}^{-\frac{1}{k}\int_{0}^{t}\frac{dt}{T_{p}}}dt = \Delta\psi_{2} \qquad (9.21)$$

является текущей динамической ошибкой, порождаемой непостоянством относительной угловой скорости цели и расчетного полетного времени снаряда во время выработки упреждения.

#### Основные расчетные формулы построителя упреждения

Обозначим в основном выражении угла упреждения (9.18) величины:

$$\frac{1}{k} \int_{0}^{\tau} \frac{dt}{T_{\rm p}} = \Phi_1(\tau); \qquad (9.22)$$

$$\int_{0}^{\tau} \dot{\psi}(t) \mathbf{e}^{-\frac{1}{k} \int_{0}^{\tau} \frac{dt}{T_{p}}} dt = \Phi_{2}(\tau); \qquad (9.23)$$

 $\mathbf{e}^{-\Phi_1(\tau)} = \Phi_3(\tau). \tag{9.24}$ 

и проинтегрируем эти уравнения для наиболее распространенного случая атаки истребителя по траектории преследования с упреждением прямолинейно летящей цели, используя приближенную формулу, выражающую текущее значение начальной дальности цели  $L_0$  в элементарных функциях времени  $\tau$  [6]:

$$L_{\mathbf{0}} = L_{\mathbf{0}\mathbf{H}}b\left(\varphi_{\mathbf{0}}, v\right)\sin^{a_{1}}\left[\frac{\varphi_{\mathbf{0}}}{2}\left(1-\frac{\tau}{\tau_{\mathrm{B}}}\right)^{1/a_{1}}\right]/\cos^{a_{2}}\left[\frac{\varphi_{\mathbf{0}}}{2}\left(1-\frac{\tau}{\tau_{\mathrm{B}}}\right)^{1/a_{1}}\right],$$

где  $L_{0H}$  — дальность цели в момент начала преследования при  $\tau = 0$ ;  $b(\varphi_0, v)$  — постоянный коэффициент, зависящий от значения начального курсового угла  $\varphi_0$  при  $\tau = 0$ , от величин скоростей самолета-истребителя  $v_c$  и цели  $v_{\mu}$ , а также от относительной начальной скорости снаряда  $v_0$ ;  $a_1$  и  $a_2$  — скоростные коэффициенты, зависящие от  $v_c$ ,  $v_{\mu}$  и средней полетной скорости снаряда  $v_{cp}$  до точки упреждения;  $\tau_{\rm B}$  — время полета истребителя по траектории встречи с начала преследования ( $L_0 = L_{0H}$ ) до встречи с целью ( $L_0 = 0$ ).

Решая совместно последнюю формулу с уравнениями (9.11) и (9.22), получим

$$\frac{1}{T_{\rm p}} = \frac{v_0}{L_{0\rm H}b\,(\varphi_0,\,v)} \sin^{-a_1} \left[\frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{\rm B}}\right)^{1/a_1}\right] \times \\ \times \cos^{a_2} \left[\frac{\varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{\rm B}}\right)^{1/a_1}\right] - k_{\rm T}; \qquad (9.25)$$

$$\Phi_{1}(\tau) = \frac{v_{0}}{L_{0_{\mathrm{H}}kb}(\varphi_{0}, v_{0})} \int_{0}^{\tau} \sin^{-a_{1}} \left[ \frac{\varphi_{0}}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{\mathrm{B}}} \right)^{1/a_{1}} \right] \cos^{a_{2}} \left[ \frac{\varphi_{0}}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{\mathrm{B}}} \right)^{1/a_{1}} \right] dt - \frac{k_{\mathrm{T}}}{k} \int_{0}^{\tau} dt.$$
(9.26)

Обозначим

$$A = \int_{0}^{\tau} \sin^{-a_{1}} \left[ \frac{\varphi_{0}}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{B}} \right)^{1/a_{1}} \right] \cos^{a_{2}} \left[ \frac{\varphi_{0}}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{B}} \right)^{1/a_{1}} \right] dt;$$
  
$$\frac{\varphi_{0}}{2} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{B}} \right)^{1/a_{1}} = x,$$
 (9.27)

336

Заменив переменные, получим

$$A = -\left(\frac{2}{\varphi_0}\right)^{a_1} a_1 \tau_{\rm B} \int_{x_0}^x \sin^{-a_1} x \cos^{a_2} x x^{a_1-1} - dx. \tag{9.28}$$

Так как интегрирование выражения (9.28) точными аналитическими методами невозможно, то используем для этого метод приближенного решения с помощью рядов. Тогда выражение (9.28) примет вид

$$A = -\left(\frac{2}{\varphi_0}\right)^{a_1} a_1 \tau_p \int_{x_0}^{x} \left\{ x^{-1} \quad \left(\frac{a_2}{2} - \frac{a_1}{6}\right) + \left[\frac{a_1a_2}{12} + \frac{a_2(a_2 - 1)}{8} + \frac{a_1(a_1 + 1)}{72}\right] x^3 - \cdots \right\} dx.$$
(9.29)

Для диапазона изменения скоростных коэффициентов (0,15 <  $a_1 < 0,75$  и 2,75 <  $a_2 < 3,75$ ) справедливы следующие неравенства:

$$1,3 < \left(\frac{a_2}{2} - \frac{a_1}{6}\right) < 1,7;$$
  
$$0,6 < \left[\frac{a_1a_2}{12} + \frac{a_2(a_2 - 1)}{8} + \frac{a_1(a_1 + 1)}{72}\right] < 1,3.$$

Для диапазона курсовых углов  $0 < \varphi_0 < 60^\circ$  через 2 с после начала атаки величина x < 1/3.

При этих условиях в подынтегральном многочлене выражения (9.29) третий член не превышает сотых долей первого. Последующие члены по своему порядку еще меньше, поэтому при приближенном решении вполне можно ограничиться первыми двумя членами.

Интегрируя выражения (9.29), получим

$$A = -\left(\frac{2}{\varphi_0}\right)^{a_t} a_1 \tau_{\rm B} \left[\ln x - a_3 x^2\right]_{x_0}^x, \qquad (9.30)$$

$$a_3 = \frac{1}{4} \left( a_2 - \frac{a_1}{3} \right). \tag{9.31}$$

Решая совместно уравнения (9.26) и (9.30) и интегрируя последний член выражения (9.26), найдем

$$\Phi_{i}(\tau) = -\frac{2^{a_{1}}\tau_{B}v_{0}a_{1}}{\varphi_{0}^{a_{1}}L_{0_{H}}b(\varphi_{0},v)k} \left[\ln x - a_{3}x_{2}\right]_{x_{0}}^{x} - \frac{k_{T}}{k}\tau.$$
(9.32)

Из статьи [6] следует, что

$$\left(\frac{2}{\varphi_0}\right)^{a_1}\frac{\tau_{\rm B}}{L_{0\rm H}b\,(\varphi_0,\,v)}=\frac{1+aa_1\varphi_0^2}{v_{\rm C}-v_{\rm II}}.$$

Обозначим постоянную величину, зависящую от начальных условий:

$$C_0 = \frac{v_0 \left(1 + a a_1 \varphi_0^2\right)}{v_c - v_{ij}}.$$
(9.33)

Тогда

$$\Phi_{1}(\tau) = -\frac{C_{0}a_{1}}{k} \left[ \ln \frac{x}{x_{0}} - a_{3} \left( x^{2} - x_{0}^{2} \right) \right] - \frac{k_{T}}{k} \tau.$$

337

Заменив в этом выражении x и  $x_0$  на основании формулы (9.28) через  $\tau$ , получим

$$\Phi_{1}(\tau) = -\frac{C_{0}}{k} \left\{ \ln\left(1-\frac{\tau}{\tau_{B}}\right) - a_{1}a_{3}\left(\frac{\varphi_{0}}{2}\right)^{2} \left[ \left(1-\frac{\tau}{\tau_{B}}\right)^{2/a_{1}} - 1 \right] \right\} - \frac{k_{T}}{k} \tau.$$

При рассматриваемых условиях атак второй член в фигурной скобке меньше первого в 6...7 раз при  $\tau \simeq 1$  с, в 12...15 раз при  $\tau \simeq \frac{\tau_{\rm B}}{3}$  и в 25...30 раз при  $\tau \simeq (0,5...0,75)$   $\tau_{\rm B}$ . По знаку второй член противоположен первому. Для упрощения расчетной формулы учтем второй член его средним значением исходя из того, чтобы наименьшие ошибки от осреднения были при  $\tau \simeq 3...6$  с, когда наиболее вероятна прицельная стрельба. При этом выражение для функции  $\Phi_1$  ( $\tau$ ) примет вид

$$\Phi_{1}(\tau) = -\frac{C_{1}}{k} \ln\left(1 - \frac{\tau}{\tau_{B}}\right) - \frac{k_{T}}{k}\tau, \qquad (9.34)$$

где

$$C_1 = 0.9C_0. \tag{9.35}$$

Подставляя  $\Phi_1$  (т) из выражения (9.34) в уравнение (9.24), найдем

$$\Phi_{3}(\tau) = \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{\rm B}}\right)^{\frac{C_1}{k}} e^{\frac{k_T}{k}\tau}$$
(9.36)

Совместное решение зависимостей (9.20), (9.22), (9.24) и (9.26) дает для расчета начальной динамической ошибки  $\Delta \psi_1$  формулу

$$\Delta \psi_{\mathbf{1}} = \left[\psi_{\mathbf{0}} - \psi\left(0\right)\right] \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{B}}\right)^{\frac{C_{1}}{k}} e^{\frac{k_{T}}{k}\tau}.$$
(9.37)

Перейдем к выводу формулы для расчета текущей динамической ошибки  $\Delta \psi_2$ . Подставляя в формулу (9.23)  $\Phi_3$  ( $\tau$ ) из выражения (9.36) и учитывая зависимость (9.24), получим

$$\Phi_2(\tau) = \int_0^{\tau} \dot{\psi}(t) \left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^{-\frac{C_1}{k}} e^{-\frac{k_T}{k}\tau} dt.$$
(9.38)

Проинтегрируем выражение (9.38) с использованием рядов. Обозначив

$$k_T/k = h; \tag{9.39}$$

$$C_1/k = r,$$
 (9.40)

можно написать

$$\mathbf{e}^{-ht} = 1 - ht + \frac{h^2t^2}{21} - \frac{h^3t^3}{31} + \dots + \frac{(-1)^n h^n t^n}{n}; \qquad (9.41)$$

$$\left(1 - \frac{1}{\tau_{\rm B}}\right)^{-r} = 1 + \frac{rt}{\tau_{\rm B}} + \frac{r(r+1)}{2!} \left(\frac{t}{\tau_{\rm B}}\right)^2 + \dots + \frac{r(r+1)(r+2)\dots(r+n-1)}{n} \left(\frac{t}{\tau_{\rm B}}\right)^n.$$
(9.42)

Знакопеременный ряд (9.41) является сходящимся, так как при количестве членов  $n \ge ht$ , что имеет место в данном случае, каждый

последующий член ряда по абсолютной величине меньше предыдущего. Ряд с положительными членами (9.42) также является сходящимся, так как условие сходимости подобных рядов  $t < \tau_{\rm B}$  в условиях атаки удовлетворяется.

Перемножив ряды, подставив полученный многочлен в интеграл выражения (9.38) и последовательно интегрируя по частям, получим

$$\Phi_2(\tau) = \dot{\psi}(\tau) B_1(\tau) - \ddot{\psi}(\tau) B_2(\tau) + \ddot{\psi}(\tau) B_3(\tau) - \Phi(\psi), \qquad (9.43)$$

гле

$$B_{1}(\tau) - \tau \left[ 1 + \frac{A_{1}}{2} \tau + \frac{A_{2}}{3} \tau^{2} + \cdots + \frac{A_{n} \tau^{n}}{n+1} \right], \qquad (9.44)$$

$$B_{2}(\tau) = \tau^{2} \left[ \frac{1}{2} + \frac{A_{1}\tau}{6} + \dots + \frac{A_{n}\tau^{n}}{(n+1)(n+2)} \right]; \qquad (9.45)$$

$$B_{3}(\tau) = \tau^{3} \left[ \frac{1}{3} + \frac{A_{1}\tau}{24} + \dots + \frac{A_{n}\tau^{n}}{(n+1)(n+2)(n+3)} \right]; \quad (9.46)$$

Ф (ψ) — остаточный интегральный член.

В фомрулах (9.44)...(9.46) постоянные коэффициенты A с соответствующими индексами выражаются следующими формулами:

$$A_1 = \frac{r}{\tau_{\rm B}} - h; \tag{9.47}$$

$$A_{2} = \frac{r(r+1)}{2!\tau_{\rm B}} - \frac{hr}{\tau_{\rm B}} + \frac{h^{2}}{2!}; \qquad (9.48)$$

$$A_{3} = \frac{r(r+1)(r+2)}{3!\tau_{B}^{2}} \frac{hr(r+1)}{2!\tau_{B}^{2}} + \frac{h^{2}r}{2!\tau_{B}} - \frac{h^{3}}{3!}; \qquad (9.49)$$

$$A_{n} = \frac{r(r+1)\dots(r+n-1)}{n!\,0!\,\tau_{B}^{n}} - \frac{hr(r+1)\dots(r+n-2)}{(n-1)!\,1!\,\tau_{B}^{n-1}} +$$

$$+ \frac{(-1)^{k-1} h^{k-1} r (r+1) \dots (r+n-k)}{(n-k+1)! (k-1)! \tau_{\rm B}^{n-k+1}} + \dots + \frac{h^n}{n!}.$$
(9.50)

Подставляя в уравнение (9.21) функцию  $\Phi_3$  ( $\tau$ ) из формулы (9.36) с учетом зависимостей (9.39) и (9.40) и функцию  $\Phi_2$  ( $\tau$ ) из выражения (9.43), найдем для расчета текущей динамической ошибки следующую формулу:

$$\Delta \psi_2 = -\left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^r \mathbf{e}^{h\tau} [\dot{\psi}(\tau) B_1(\tau) - \ddot{\psi}(\tau) B_2(\tau) + \frac{\omega}{\psi(\tau)} B_3(\tau) - \Phi(\dot{\psi})].$$
(9.51)

Для выявления значения отдельных членов правой части формулы (9.51) проведем оценку их величин на примере нескольких типовых траекторий атаки. Условия принятых атак приведены в табл. 9.1. Таблица 9.1

Условия атак

атаки	v <sub>c</sub>	υ <sub>ц</sub>	v <sub>o</sub>	vcp	L <sub>H</sub> ,	φ <sub>0</sub>
Ÿ	м/с				m	
1 2 3 4 5 6 7	290 290 290 500 500 500 200	230 230 230 320 320 320 200	700 700 700 700 950 2	680 680 680 680 500 680 680	1150 1150 1150 1150 2000 2000 1150	45 15 60 45 45 45 45 45

Основные параметры воздушной стрельбы в этих атаках изменяются в следующих интервалах:

$$200 < v_{c} < 500 \text{ M/c},$$
  
 $170 < v_{u} < 420 \text{ M/c},$   
 $700 < v_{0} < 950 \text{ M/c},$   
 $1150 < L_{0H} < 2000 \text{ m}$   
 $15^{\circ} < \varphi_{0} < 60^{\circ}.$ 

Законы изменения теоретического значения угла упреждения при рассматриваемых атаках (обозначены цифрами в кружках)

представлены графиками на рис. 9.5. Масштаб по оси т для 7-й атаки на рис. 9.5...9.8, 9.16, 9.18, 9.19 уменьшен в два раза.

Для расчета величин  $\dot{\psi}(\tau)$  и  $\ddot{\psi}(\tau)$  путем дифференцирования выражения [6]

$$\psi = a_4 \sin \left[ \varphi_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{\rm B}} \right) \right]^{1/a_1}$$

получим формулы

$$\dot{\Psi}(\tau) = -\frac{a_4 \varphi_0}{a_1 \tau_B} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{1/a_1 - 1} \cos \left[ \varphi_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{1/a_1} \right]; \quad (9.52)$$

$$\ddot{\Psi}(\tau) = \frac{a_4 \varphi_0}{a_4 \tau_B} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{1/a_1 - 1} \left\{ \frac{\varphi_0}{a_1} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{1/a_1 - 1} \sin \left[ \varphi_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{1/a_1} \right] - \left( \frac{1}{a_1} - 1 \right) \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{-1} \cos \left[ \varphi_0 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_B} \right)^{1/a_1} \right] \right\}, \quad (9.53)$$
File  $a_t = v_0 / (v_{err} + v_e)$ 

 $v_{\rm II}/(v_{\rm Cp})$  $v_{\rm c}$ T

Рис. 9.5. График углов упреждения



Рис. 9.6. График скорости изменения угла упреждения



340



Рис. 9.7. График ускорения изменения угла упреждения





Третья производная угла упреждения ввиду громоздкости аналитической формулы вида  $\psi$  (т) найдена графическим дифференцированием кривых  $\psi$  (т). Зависимости  $\psi$  (т),  $\psi$  (т) и  $\psi$  (т) для рассматриваемых атак представлены графиками на рис. 9.6...9.8. Обозначим в формуле (9.51) составляющие текущей динамической ошибки  $\Delta \psi_2$ , порожденные влиянием производных соответствующего порядка от угла упреждения по времени:

$$-\left(1-\frac{\tau}{\tau_{\rm B}}\right)^{\prime} e^{h\tau} B_1(\tau) \dot{\psi}(\tau) = \Delta \psi_2(\dot{\psi}); \qquad (9.54)$$

$$\left(1-\frac{\tau}{\tau_{\rm B}}\right)^r \mathbf{e}^{h\tau} B_2(\tau) \ddot{\psi}(\tau) = \Delta \psi_2(\ddot{\psi}); \qquad (9.55)$$

$$-\left(1-\frac{\tau}{\tau_{\rm B}}\right)' e^{h\tau} B_{\rm 3}\left(\tau\right) \overset{\cdots}{\psi}\left(\tau\right) = \Delta \psi_{2}\left(\psi\right); \qquad (9.56)$$

$$\left(1 - \frac{\tau}{\tau_{\rm B}}\right)^r {\rm e}^{h\,\tau} \,\Phi(\psi) = \Delta\psi_2(\psi). \tag{9.57}$$

Расчеты показали, что в условиях рассмотренных атак при идеальном слежении за целью по дальности и угловым координатам на участках от  $L_{0H}$  до минимальной дальности 200 м величина  $\Delta \psi_2$  ( $\dot{\psi}$ ) выражается в тысячных долях радиана ( $\Delta \psi_2$  ( $\ddot{\psi}$ )  $\ll$  0,0011 рад и  $\Delta \psi_2$  ( $\dot{\psi}$ )  $\ll$  0,0003 рад). Порядок остаточного интегрального члена  $\Delta \psi_2$  ( $\dot{\psi}$ ) еще меньше.

Функция В (т) вычислялась по формулам (9.44)...(9.46) с учетом девяти членов. Такое количество членов для вычисления  $\Delta \psi_2$  с точностью до десятых долей радиана вполне достаточно. Отбрасывание последующих членов изменяет величину текущей динамической ошибки при  $\tau < 3...4$  с менее чем на 1...2 %, а при  $\tau < 6...7$  с сами динамические ошибки не превышают нескольких тысячных долей

радиана. Следовательно, и в этих условиях отклонение в величинах динамических ошибок не превышает десятичных долей радиана, что вполне допустимо.

Визирная марка прицелов рассматриваемого типа при работающем гироскопе по техническим условиям может иметь угловой размер до 0,002 рад. Выверить прицел при установке на самолете с точностью до десятитысячных долей радиана очень трудно. В этих условиях расчет угла упреждения прицела с точностью до десятичных долей радиана нецелесообразен. Следовательно, в формуле (9.51) можно ограничиться первым членом, зависящим от  $\psi$  (т). Тогда для расчета  $\Delta \psi_2$  получим рабочую формулу

$$\Delta \psi_2 \simeq -\left(1 - \frac{\tau}{\tau_{\rm B}}\right)^r e^{h\tau} B_1(\tau) \dot{\psi}(\tau). \tag{9.58}$$

Так как в процессе слежения за целью вследствие субъективного влияния человека величины ψ (τ) могут быть более значительными, чем при идеальном слежении, то напишем также и более общую формулу, учитывающую влияние ф (т):

$$\Delta \psi_2 = -\left(1 - \frac{\tau}{\tau_B}\right)^r \mathbf{e}^{h\tau} \left[B_1\left(\tau\right) \dot{\psi}\left(\tau\right) - B_2\left(\tau\right) \ddot{\psi}\left(\tau\right)\right]. \tag{9.59}$$

Обозначая суммарную теоретическую динамическую ошибку прицела в построении угла упреждения через

$$\Delta \psi_{\mathbf{T}} = \Delta \psi_1 + \Delta \psi_2 \tag{9.60}$$

(9.62)

на основании формул (9.37) и (9.59) или (9.58), получим

$$\Delta \psi_{\mathbf{T}} = \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{B}}\right)^{r} \mathbf{e}^{h\tau} \left\{ [\psi_{0} - \psi(0)] - B_{1}(\tau) \dot{\psi}(\tau) + B_{2}(\tau) \dot{\psi}(\tau) \right\}, \quad (9.61)$$

$$\Delta \psi_{\mathbf{T}} \simeq \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{B}}\right)^{r} \mathbf{e}^{h\tau} [\psi_{0} - \psi(0) - B_{1}(\tau) \dot{\psi}(\tau)]. \quad (9.62)$$

или

Совместное решение выражений (9.60) и (9.18)...(9.21) с учетом зависимостей (9.61) и (9.62) дает для расчета теоретической приборной величины угла упреждения в функции времени следующие формулы:

$$\psi_{\text{IIP. }\mathbf{T}} = \psi_{\text{p}}(\tau) + \mathbf{e}^{h\tau} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{\text{B}}}\right)^{r} [\psi_{0} - \psi(0) - B_{1}(\tau) \dot{\psi}(\tau) + B_{2}(\tau) \ddot{\psi}(\tau)];$$
(9.63)

$$\psi_{\text{Ep. }\tau} \simeq \psi_{\text{p}}(\tau) + \mathbf{e}^{h\tau} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{\text{B}}} \right)^{\prime} [\psi_{0} - \psi(0) - B_{1}(\tau) \dot{\psi}(\tau)]. \quad (9.64)$$

В правой части формул (9.63) и (9.64) первый член ψ<sub>n</sub>(т) так же, как и в формуле (9.18), является расчетной величиной угла упреждения, множитель  $e^{h\tau} (1 - \tau/\tau_{\rm B})^r = \Phi_3(\tau)$  определяет характер затухания динамической ошибки прицела. Величина

$$\psi_0 - \psi (0) = \Delta \psi_0 \tag{9.65}$$

есть начальное несоответствие приборного угла упреждения расчетному (начальная ошибка). Третий и четвертый члены в квадратных скобках формулы (9.63) отражают текущую динамическую ошибку, порождаемую непостоянством относительной угловой скорости и дальности цели в ходе атаки.

#### Зависимость динамических ошибок в построении угла упреждения от начального положения визирной линии

На рис. 9.9...9.15 приведены рассчитанные по формуле (9.64) графики, характеризующие процесс построения упреждения. Расчет проведен для атак, условия которых даны в табл. 9.1. Начальная ошибка  $\Delta\psi_0$  принята различной в диапазоне от [— $\psi$ (0)] до +0,038 рад. В отдельных случаях начальная ошибка принимается отрицательной и по абсолютной величине большей, чем начальное теоретическое значение угла упреждения.



Рис. 9.9. График расчетных и приборных углов упреждения для 1-й атаки



Рис. 9.11. График расчетных и приборных углов упреждения для 3-й атаки



Рис. 9.10. График расчетных и приборных углов упреждения для 2-й атаки



Рис. 9.12. График расчетных и приборных углов упреждения для 4-й атаки



 $\psi, pa, A$   $\Delta \psi_0 = 0,038$  0,25  $\Delta \psi_0 = 0$  0,20  $\Delta \psi_0 = -0,038$  0,15  $\Delta \psi_0 = -0,100$  0,70 0,05  $\Delta \psi_0 = -\psi(0)$ 

Рис. 9.13. График расчетных и приборных углов упреждения для 5-й атаки

Рис. 9.14. График расчетных и приборных углов упреждения для 6-й атаки

τ, σ

,

6 8

2 4

n



Рис. 9.15. График расчетных и приборных углов упреждения для 7-й атаки 344

При отрицательных значениях  $\Delta \psi_0$  приборное значение угла упреждения вначале быстро растет и тем быстрее, чем больше абсолютная величина  $\Delta \psi_0$ . При  $\tau$ , не превышающих 1...3 с, кривые  $\psi_{np,\tau}$  ( $\tau$ ) и  $\psi_p$  ( $\tau$ ) пересекаются и динамическая ошибка прицела становится положительной. Наименьшие значения динамических ошибок в положительной зоне соответствуют случаям, когда при  $\tau = 0$  полярная ось гироскопа находится в нулевом положении или отклонена от нулевого положения в сторону, обратную углу упреждения. Первый случай может быть при прямолинейном подходе истребителя к начальной точке атаки или при арретировании гироскопа до начала атаки в нулевом положении. Второй случай может быть тогда, когда траектория истребителя в начале атаки при  $\tau = 0$  имеет точку перегиба.

При  $\psi_0 = 0$  динамическая ошибка прицела  $\Delta \psi$  в самом неблагоприятном случае (5-й случай) не превышает при  $\tau > 2$  с величины 0,018 рад. С приближением отрицательных значений  $\Delta \psi_0$  к нулю динамические ошибки в положительной зоне растут. Например, при  $\Delta \psi_0 = -0,038$  рад в 5-м случае динамическая ошибка достигает 0,022 рад. При  $\Delta \psi_0 \ge 0$  динамическая ошибка прицела всегда положительна и возрастает по мере увеличения начальных ошибок  $\Delta \psi_0$ . Например, при  $\Delta \psi_0 = 0,038$  рад в 5-м случае динамическая ошибка в течение первых четырех секунд равна 0,038...0,027 рад и уменьшается до 0,018 рад только при  $\tau = 5,6$  с. Следовательно, изменение начального положения полярной оси гироскопа существенно влияет на время выработки упреждения с заданной точностью.

Можно сделать вывод о том, что при атаках с  $\psi$  ( $\tau$ ) < 0 для сокращения времени выработки упреждения выгодно арретирование гироскопа в положении, соответствующем начальной теоретической величине угла упреждения  $\psi$  (0).

Любая атака истребителя рассчитана на сближение с противником и, как правило, является атакой при  $\psi(\tau) = 0$ . Исключением могут быть кратковременные участки в начале траектории атаки с начальным ракурсом, большим 3/4. На этих участках относительная угловая скорость цели быстро растет и в правой части выражения

$$\dot{\psi}(\tau) = \omega(\tau) \dot{T}_{p}(\tau) + \dot{\omega}(\tau) T_{p}(\tau)$$

положительный второй член может стать больше отрицательного первого. Из [6] следует, что на таких участках перегрузка превышает допустимую и прицельная стрельба малоэффективна.

Увеличение скорости сближения самолетов, что неизбежно в будущем при росте их скоростей, делает атаки при  $\psi$  (т) < 0 еще более вероятными. При этом и значения  $\psi$  (т) по своей абсолютной величине растут (см. рис. 9.6). В этих условиях арретирование гироскопа указанным методом можно считать наивыгоднейшим при подавляющем большинстве атак.

Для арретирования гироскопа в положении, соответствующем максимальному значению угла упреждения по указанным выше соображениям, а также для уменьшения нутации гироскопа, возникающей вследствие его ударов о корпус прицела при больших угло-

вых скоростях истребителя, применяется электромагнитный ограничитель. Электромагнитный ограничитель включается автоматически при отклонении ротора гироскопа на максимальный угол. При этом упругие контакты, установленные на роторе гироскопа, касаются токоподводящей обоймы, укрепленной на корпусе прицела. Замыкание контакта приводит к шунтированию реостата дальности (см. рис. 9.4), к увеличению силы тока в катушках упреждения и к возрастанию коррекционного момента. Это вызывает уменьшение угла отклонения гироскопа и размыкание контакта. Если угловая скорость самолета все еще превышает величину, при которой на данной дальности угол упреждения больше максимального, то ротор гироскопа вновь замыкает контакт и т. д. При этом гироскоп колеблется относительно некоторого значения угла упреждения ψ<sub>1</sub>, устанавливаемого электромагнитным ограничителем. Величина  $\psi_1$  меньше максимального угла для данного прицела на 15...20 угл. мин так, что визирная линия имеет амплитуду колебаний в 10...15 угл. мин. Ограничитель выключается, когда значение угла упреждения на траектории преследования становится меньше  $\psi_1$ . В этих условиях значение  $\Delta \psi_0$  минимально и начальные условия построения угла упреждения наиболее благоприятны.

# Зависимость процесса построения упреждения от коэффициента демпфирования визирного луча и параметров воздушной стрельбы

Исследуем процесс построения упреждения в зависимости от величины коэффициента демпфирования визирного луча. Исследование проведем с учетом условий воздушного боя. Это позволит выяснить зависимость процесса построения упреждения от основных параметров воздушной стрельбы.

Сначала исследуем функцию  $\Phi_3(\tau)$ , характеризующую закон затухания динамической ошибки.

На рис. 9.16 представлены графики функции  $\Phi_3$  ( $\tau$ ) для различных значений k,  $v_c$ ,  $v_{\pi}$ ,  $v_0$  и  $L_{0H}$  при постоянном начальном курсовом угле ( $\psi_0 = 45^\circ$ ). Кривые, обозначенные номерами, соответствуют атакам, условия которых даны в табл. 9.1. Изменение какого-либо параметра отражено на рис. 9.16 указанием его величины в скобках около номера кривой.

На основании анализа этих графиков можно сделать следующие выводы. Функция  $\Phi_3$  ( $\tau$ ) во всех рассмотренных случаях при  $L_{0H} =$ = 1150 м в течение времени, отводимого на прицеливание (3...4 с), уменьшается от единицы до величины, не превышающей 0,01...0,02. Естественно, что уменьшение коэффициента демпфирования визирного луча ускоряет затухание динамической ошибки. Если k = 0,05, то функция равна нулю при  $\tau = 1$  с.

При k = 0,43 и разности скоростей  $v_{\rm c} - v_{\rm n} = 60$  м/с величина  $\Phi_3$  (т) уменьшается в 100 раз за 3 с. При увеличении разности скоростей  $v_{\rm c} - v_{\rm n}$  до 180 м/с это время уменьшается до 2,3 с, а при ее уменьшении до 30 м/с время увеличивается до 4 с. Увеличение

Рис. 9.16. График функпии  $\Phi_3(\tau)$ , определяющей скорость затухания динамических ошибок в угле упреждения, при постоянном начальном ракурсе

скорости снаряда ускоряет процесс затухания начальной динамической ошибки. Так, например, возрастание vo с 700 до 950 м/с сокращает при прочих равных условиях время



уменьшения функции  $\Phi_3$  (т) в 100 раз с 3 до 2 с [см. кривые 1 и 1 ( $v_0 = 950$  м/с) на рис. 9.16].

Увеличение начальной дальности атаки приводит к уменьшению средней скорости снаряда и к увеличению времени  $\tau_{\rm B}$  полета самолета до точки встречи с целью. Увеличение  $\tau_{\rm B}$  при постоянном начальном курсовом угле пропорционально увеличению начальной дальности, поэтому увеличение сопровождается снижением скорости убывания величины  $(1 - \tau/\tau_{\rm B})$ , а следовательно, и функции  $\Phi_{\rm a}$  ( $\tau$ ).

На рис. 9.16 приведен также график  $\Phi_3$  (т), соответствующий начальной дальности, увеличенной до 2000 м, при неизменных прочих условиях.  $\Phi_3$  (т) уменьшается до 0,01 первоначальной величины только после шестой секунды [см. кривую 1 ( $L_{0H} = 2000$  м)]. Следовательно, переход к большим дистанциям прицельной стрельбы при сохранении коэффициента демпфирования прицела, разности скоростей самолетов и начальной скорости снаряда невозможен из-за недопустимого увеличения времени построения упреждения. Сохранить время уменьшения  $\Phi_3$  (т) от единицы до 0,01...0,02, примерно равное 3 с, при увеличении  $L_{0H}$  до 2000 м без изменения коэффициента демпфирования можно только при одновременном увеличении разности скоростей самолетов и относительной начальной скорости снаряда. Например, этого можно достигнуть, увеличив разность скоростей с 60 до 180 м/с и начальную скорость снаряда с 700 до 950 м/с (см. кривую 6).

Уменьшение начального курсового угла при неизменных других условиях атаки приводит к понижению величины  $C_1$ , определяемой формулой (9.35), а также к увеличению  $\tau_{\rm B}$ . Уменьшение  $C_1$  снижает скорость падения величины  $(1 - \tau/\tau_{\rm B})^{C_1/k}$ . Увеличение  $\tau_{\rm B}$  действует противоположно. Расчеты показывают, что величина  $\Phi_3$  (т) зависит от  $C_1$ , т. е. от начального курсового угла, более существенно, чем от  $\tau_{\rm B}$ . В качестве иллюстрации этого на рис. 9.17 приведены графики функции  $\Phi_3$  (т) для 1-, 2- и 3-й атак, когда условия воздушной стрельбы отличаются только начальными курсовыми углами.



Рис. 9.17. График функции  $\Phi_3$  (т) при различных начальных ракурсах

Рис. 9.18. График функции  $\Phi_3(\tau)_1$ , определяющей зависимость текущей динамической ошибки в угле упреждения от величины  $\psi(\tau)$ 



Зависимость текущей динамической ошибки прицела  $\Delta \psi_2$ , порождаемой непостоянством текущего значения угла упреждения, от величины  $\psi(\tau)$  характеризуется функцией

$$\Phi_{3}(\tau)_{1} = 1 - (\tau/\tau_{\rm B})^{r} e^{h\tau} B_{1}(\tau), \qquad (9.66)$$

содержащейся в правой части формулы (9.58).



Рис. 9.19. График текущей динамической ошибки при k = 0,43



Рис. 9.20. График зависимости текущих динамических ошибок от коэффициента демпфирования визирной линии:

$$- k = 0.43; - - k = 0.20;$$
  
-.-. k = 0.05

0,027 рад. Особенно неблагоприятно то, что эта ошибка действует при  $\tau = 2...5,5$  с, когда открытие огня весьма вероятно.

Увеличение динамических ошибок прицела с ростом дальностей стрельбы можно также компенсировать повышением относительной начальной скорости снаряда (см. 6-ю атаку на рис. 9.14, 9.16, 9.18, 9.19). На этом пути имеются значительные трудности, но в связи с необходимостью увеличения начальных дальностей атаки до 4... 5 км надо стремиться увеличить скорость снаряда.

Рост разности скоростей самолетов приводит к снижению динамических ошибок в построении упреждения. Это наиболее ярко видно при сравнении 1- и 4-й атак, когда при прочих равных условиях разность скоростей изменяется в три раза с 60 до 180 м/с. При этом суммарная динамическая ошибка уменьшается при  $\tau = 3$  с с 0,010...0,014 до 0,006 рад, а при  $\tau = 4$  с — с 0,010...0,011 до 0,001 рад.

Динамические ошибки прицела уменьшаются также при уменьшении коэффициента демпфирования визирного луча. Справедли-



Рис. 9.21. График зависимости суммарных динамических ошибок от коэффициента демпфирования визирной линии:

----k = 0.43; ----k = 0.20

вость этого положения в отношении динамической ошибки  $\Delta \psi_1$ , порожденной неначальных условий, высоответствием текает из рассмотрения формул (9.20), (9.22), (9.24) и графиков на рис. 9.16. Для выяснения влияния коэффициента демпфирования визирного луча в прицеле приведен расчет динамических ошибок при различных значениях k. Из анализа графиков на рис. 9.20 следует, что при уменьшении k снижение текущей динамической ошибки  $\Delta \psi_{*}$ в разных В 1-и 3-й атаках различно. атаках с большими начальными ракурсами уменьшение коэффициента k с 0,43 до 0,20 максимальных приводит к снижению значений ошибки  $\Delta \psi_2$  в 1,5...2 раза. Во 2-й атаке с малым начальным ракурсом такое снижение k вызывает уменьшение  $\Delta \psi_2$  только на 10 %.

При k, близком к нулю, ошибки  $\Delta \psi_2$  резко уменьшаются во всех атаках (см. кривые при 0,05 на рис. 9.20). Снижение k приводит к увеличению колебаний визирной линии при слежении за целью, поэтому возможности уменьшения динамических ошибок прицела в построении угла упреждения за счет понижения ограничены.

Как следует из графиков на рис. 9.21, суммарная динамическая ошибка  $\Delta \psi$  при снижении k до 0,20 начиная с третьей секунды во всех рассмотренных атаках не превышает 0,001...0,005 рад. При этом наибольшие ошибки бывают в атаках с малыми начальными ракурсами, когда при одинаковой разности скоростей самолетов скорость их сближения минимальна. В таких атаках уменьшение k приводит к существенному снижению динамических ошибок. С ростом скоростей самолетов атаки с малыми начальными ракурсами приобретают все большее значение. В этих условиях снижение динамических ошибок прицелов в построении угла упреждения за счет уменьшения k менее целесообразно, чем за счет увеличения разности скоростей самолетов и скорости снаряда.

Переход к стрельбе на большие дальности сопровождается недопустимым увеличением ошибок в построении угла упреждения. Уменьшения ошибок можно достигнуть за счет увеличения скорости снаряда и скорости истребителя и частично за счет снижения k. Величина возможного уменьшения k для каждых конкретных условий нуждается в лабораторной и летной экспериментальной проверке. Основной целью такого исследования должно быть стремление к уменьшению динамических ощибок в построении угла упреждения. Область исследований можно ограничить диапазоном 0,1 < k < < 0,25. Достоверность оценки устойчивости визирной линии зависит от субъективных качеств наблюдателей и характеристик систем наведения самолетов или стенда, поэтому условия исследования должны быть максимально приближены к действительным, а число наблюдателей должно быть достаточно большим.

Экспериментальное исследование прицелов в летных условиях чрезвычайно неэкономично и требует весьма сложной и дорогой аппаратуры, поэтому большое значение приобрели оптические лабораторные установки, моделирующие динамику комплексной системы «цель — прицел — стрелок — самолет».

### Ввод дополнительных поправок в угол упреждения

При построении суммарного угла упреждения для стрельбы из оружия ЛА необходимо вводить ряд дополнительных угловых поправок на гравитационное понижение снаряда, скольжение, отставание и др. Эта задача в построителе упреждения с трехстепенным отклоняющимся гироскопом решается с помощью дополнительных катушек, намотанных на сердечники блока электромагнитной коррекции.

Рассмотрим метод ввода дополнительных поправок на примере построения угловой поправки в продольной плоскости прицела с использованием вертикальных дополнительных катушек (рис. 9.22). Катушки на сердечниках 2 и 4 намотаны в противоположном направлении, благодаря чему возникающие при прохождении тока поправки  $I_{\rm п}$  поправочные коррекционные силы  $P_{2\rm n}$  и  $P_{4\rm n}$  направлены в одну сторону относительно вертикальной оси. При  $\psi = 0$  эти силы параллельны. При  $\psi \neq 0$  эти силы непараллельны и их равнодействующая создает поправочный коррекционный момент. Вертикальные составляющие коррекционных сил на сердечниках 2 и 4 возникают в силу одинакового по величине и знаку для обеих вертикальных сердечников поперечного смещения алюминиевой чашки z. Однако направления относительного перемещения элемента чашки около сердечников 2 и 4 вследствие вращения чашки с угловой скоростью  $\omega_{\rm p}$  противоположны, поэтому вертикальные коррекционные

силы равны, направлены противоположно, уравновешены и коррекционного момента не создают. Горизонтальные составляющие

коррекционных сил  $P_{2\pi,r}$  и  $P_{4\pi,r}$ ,

 $O_{\rm p}$  — полярная ось гироскопа;  $O_{\rm M}$  — ось симметрии магнитной системы;  $\omega_{\rm p}$  — угловая скорость ротора гироскопа



Рис. 9.22. Схема взаимодействия сердечников электромагнитной коррекции с алюминиевой чашкой гироскопа при построении дополнительных поправок:

возникающие на сердечниках 2 и 3, создают суммарную поправочную коррекционную силу  $P_n$ . При рассмотрении принципа действия построителя упреждения в начале разд. 9.1 указывалось, что коррекционные силы взаимодействия магнитных полей электромагнитных элементов коррекционного блока трехстепенного гироскопического построителя упреждения пропорциональны произведению удаления центра сердечника от центра алюминиевой чашки на квадрат ампер-витков соответствующей катушки, поэтому суммарная коррекционная сила

$$P_{II} = k_{II} (I_{II} n_{II})^2 [(\rho_0 + y) - (\rho_0 - y)], \qquad (9.67)$$

или

$$P_{\rm II} = k_{\rm II} 2 \rho_0 (I_{\rm II} n_{\rm II})^2, \qquad (9.68)$$

где  $k_n$  — постоянный коэффициент.

Следовательно, суммарная поправочная коррекционная сила зависит только от поправочного коррекционного тока  $I_n$  в поправочных катушках с числом витков *n* и не зависит от величин *z* и *y*, характеризующих смещение центра алюминиевой чашки относительно оси симметрии системы электромагнитной коррекции. Это обеспечивает возможность независимого ввода каждой угловой поправки при любом геометрическом положении чашки, т. е. при любых значениях угла упреждения и других угловых поправок. Однако при этом, как показано ниже, не исключается взаимная зависимость отдельных коррекционных магнитных полей при одновременном воздействии на алюминиевую чашку гироскопа.

Поправочный коррекционный момент, создаваемый силой *P*<sub>п</sub> на роторе гироскопа, равен

$$M_{\rm m} = P_{\rm m} l_{\rm r}, \qquad (9.69)$$

где  $l_r$  — расстояние по поверхности чашки до центра карданова подвеса гироскопа.

Совместное решение уравнений (9.68) и (9.69) дает для поправочного коррекционного момента расчетную зависимость

$$M_{\rm n} = k_{\rm n} 2 \rho_0 l_{\rm r} \left( I_{\rm n} n_{\rm n} \right)^2 = k_7 I_{\rm n}^2. \tag{9.70}$$

Величина поправочного тока вводится в коррекционный блок из функционального вычислителя поправок. Тормозной момент, возникающий на полярной оси гироскопа под действием поправочных коррекционных сил, преодолевается приводом ротора гироскопа.

Основное магнитное поле катушки упреждения, симметричное относительно центральной оси магнитной системы (точка  $O_{\rm M}$  на рис. 9.22), действует на ротор гироскопа как упругий элемент, стремящийся возвратить отклоненный гироскоп в нулевое положение. Чем больше ток в катушке упреждения, тем больше упругость электромагнитной пружины. Так как коррекционная сила пропорциональна квадрату силы тока в катушке упреждения, то и упругость электромагнитной пружины пропорциональна этой величине.

При вводе поправок дополнительные магнитные поля также накладывают на ротор гироскопа упругие связи, но они малы по

сравнению с упругими связями, создаваемыми основным магнитным полем, поэтому изменением влияния упругих связей дополнительных магнитных полей на построение угла упреждения пренебрегают. Но изменение упругости электромагнитной пружины основного магнитного поля при построении дополнительных угловых поправок необходимо учитывать. Для того чтобы обеспечить ввод одинаковой по величине дополнительной угловой поправки при различном основном магнитном поле, необходимо дополнительную упругую связь, наложенную на гироскоп поправочным магнитным полем, изменять пропорционально изменению основной упругой связи. Это достигается изменением силы  $I_y$  тока в поправочных катушках в зависимости от изменения силы тока в катушке упреждения.

Основной коррекционный момент катушки упреждения в соответствии с формулой (9.2) можно выразить уравнением

$$M_{\rm K} = k_8 I_{\rm y}^2, \tag{9.71}$$

$$k_8 = k_5 \psi_{\rm r} n_{\rm v}^2. \tag{9.72}$$

Выше показано, что ввод угловых поправок не зависит от положения ротора гироскопа, т. е. от угла  $\psi_{\rm r}$ . Следовательно, коэффициент  $k_8$  = const. Тогда угол дополнительного отклонения гироскопа под действием поправочного коррекционного момента при одновременном действии симметричного коррекционного момента упреждения, прямо пропорциональный  $M_{\rm n}$  и обратно пропорциональный  $M_{\rm K}$ , выразится уравнением

$$\psi_{\rm II} = k_{\rm g} \, \frac{M_{\rm II}}{M_{\rm K}} = k_{10} \left(\frac{l_{\rm II}}{l_{\rm y}}\right)^2, \tag{9.73}$$
(9.74)

где  $k_{10} = k_9 k_7 / k_8$ .

Подстановка в уравнение (9.73) зависимости тока в катушке упреждения от расчетного полетного времени снаряда  $T_{\rm p}$  позволяет получить формулу для расчета тока в поправочной коррекционной катушке

$$I_{\rm n} = k_{11} \, (\psi_{\rm n}/T_{\rm p})^{1/2}, \tag{9.75}$$

где

где

$$k_{11} = k_6 / \sqrt{k_{10}} = \text{const.}$$
 (9.76)

Так, например, если поправочные катушки, расположенные в продольной плоскости прицела (см. рис. 9.22), используются для ввода одной из составляющих угла прицеливания по формуле

$$\alpha_{u} = \alpha_{0} \cos \vartheta \cos \gamma$$
,

то силу тока в поправочных катушках можно вычислять по уравнению

$$I_{\alpha_y} = k_{11} \alpha_0 \, (\cos \vartheta \, \cos \gamma / T_{\rm p})^{1/2}, \qquad (9.77)$$

где  $\alpha_0$  и  $T_p$  — текущие значения угла прицеливания и расчетного полетного времени;  $\vartheta$  и  $\gamma$  — углы тангажа и крена самолета.

Если необходимо ввести несколько дополнительных поправок как в продольном, так и в боковом направлении, то на соответствующие пары сердечников помещают несколько пар взаимно противо-

12 лазарев л. п.



Рис. 9.23. Схема размещения основной и поправочных обмоток в электромагнитном блоке:

1 — основная обмотка углов упреждения; 2 — обмотка первой продольной поправки; 3 — обмотка второй продольной поправки; 4 обмотка поперечной поправки

положно намотанных поправочных катушек, подобных по принципу действия рассмотренным в настоящем разделе. Для иллюстрации на рис. 9.23

приведена схема размещения основной и несколько пар поправочных катушек.

Рассмотренный построитель упреждения является универсальным и может применяться как в прицелах неподвижно установленного оружия самолетов, так и подвижного. В обоих случаях с помощью отклоняющегося трехстепенного гироскопа измеряется пространственная абсолютная угловая скорость визирной линии оптического прицела, которой стрелок осуществляет непрерывное слежение за целью. С помощью оптической, гироскопической и электромагнитной систем относительная угловая скорость цели умножается на расчетное время и строятся дополнительные угловые поправки в угол упреждения.

# 9.2. ПОСТРОИТЕЛЬ УПРЕЖДЕНИЯ С ДВУХСТЕПЕННЫМ НУЛЕВЫМ ГИРОСКОПОМ

Для построения углов упреждения в большом диапазоне используются двухстепенные нулевые гирореле, работяющие в режиме измерителя угловой скорости плоского движения. При определении пространственной абсолютной угловой скорости визирной линии прицела, необходимо применять два нулевых гироскопа, измеряющих ее составляющие по осям прямоугольной системы координат. Примером такого устройства являются прицельные станции тяжелых бомбардировщиков, предназначенные для дистанционного управления системой механизированных турельных стрелковых установок. Гироскопы установлены вместе с оптическим визиром на качалке, имеющей две степени свободы относительно корпуса ЛА.

Принцип действия обоих гиротахомеров одинаков и рассматриугловой скорости поворота примере измерения вается на целью, перемещающейся слежении за визирной линии при в боковом направлении. Полярная относительном движении в гироскопа в нулевом положении параллельна линии визиось рорания (рис. 9.24). Рамка гироскопа имеет возможность поворачиваться в пределах малого угла, ограниченного клеммами 1 и 2. вокруг горизонтальной оси относительно корпуса визира. В крайних положениях рамки замыкается токонесущая клемма 3 с клеммами 1 или 2 на корпусе гироскопа. На втором конце рамки гироскопа укреРис. 9.24. Схема построителя упреждения с двухстепенным нулевым гироскопом:

1, 2, 3 — клеммы; 4 — постоян-ный магнит; 5 — каретка; 6 — двигатель; 7 — блок усиления

плен соленоид, помещенный в поле укрепленного в корпусе постоянного магнита 4.

Электропитание соленоида осуществляется от напряжения, равного разности потенциалов (U<sub>1</sub>—  $U_2$ ) токосъемных щеток потенциометров  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ , через реостат полетного времени с сопротивле-



нием R<sub>1</sub>. Потенциометры присоединены взаимно противоположно к источнику стабилизированного постоянного напряжения. Токосъемные шетки этих потенциометров электрически изолированы и укреплены на каретке 5, перемещающейся с помощью ходового винта от реверсивного двигателя 6, который приводится во вращение при замыкании клеммы 1 или 2. В цепи питания двигателя поставлен блок усиления 7.

Если визир неподвижен относительно корпуса самолета ( $\omega_{\mu} = 0$ ), то главная ось гироскопа находится в нулевом положении, клемма 3не касается клемм 1 и 2, щетки потенциометров стоят на нейтральной линии  $N_1$  и разность потенциалов  $U_1 - U_2 = 0$ . При этом соленоид обесточен и не взаимодействует с магнитом 4.

При слежении визирной линией за целью поворот корпуса гироскопа со скоростью вынужденной прецессии о создает гироскопический момент Mr, который ввиду малости угла возможного отклонения полярной оси гироскопа вокруг 0,0, достаточно точно выражается формулой

$$M_{\rm r} = H_{\rm r}\omega_{\rm y},\tag{9.78}$$

где H<sub>r</sub> — кинетический момент ротора гироскопа.

Под действием гироскопического момента рамка повернется вокруг оси О1О1 и замкнет цепь управления двигателем. Двигатель сместит щетки потенциометров до положения, когда момент коррекции М<sub>в</sub>, создаваемый взаимодействием соленоида с током и магнита, уравновесит момент  $M_{\rm r}$  и разомкнет контакт управления двигателем. Сила взаимодействия проводника с током Ic и магнитного поля выражается уравнением

$$P = \int_{0}^{l_{\rm mp}} kBI_{\rm c} \sin \alpha_{\rm np} \, dl_{\rm np}, \qquad (9.79)$$

где l<sub>пр</sub> — длина проводника;  $\alpha_{np}$  — угол между направлением тока 12\* 355 в проводнике и вектором напряженности магнитного поля; *В* — магнитная индукция; *k* — коэффициент пропорциональности.

Витки соленоида намотаны на тонкую пластину практически перпендикулярно напряженности магнитного поля, поэтому с высокой точностью sin  $\alpha_{np} = 1$ . Так как перемещения соленоида малы, то краевым эффектом, т. е. изменением равномерности магнитной индукции на краю магнитного поля, можно пренебречь. В этих условиях сила взаимодействия соленоида и магнитного поля, являющаяся коррекционной силой гиросистемы, определяется выражением

$$P = kBI_{\rm c}l_{\rm ap}.\tag{9.80}$$

Ток в цепи соленоида

 $I_{\rm c} = (U_1 - U_2)/(R_L + R_{\rm c}),$ 

где R<sub>с</sub> — резистивное сопротивление цепи соленоида;

*R<sub>L</sub>* — резистивное сопротивление реосгата дальности.

Момент коррекции гиросистемы выражается зависимостью

$$M_{\rm K} = l_{\rm r} B l_{\rm IIP} k \, (U_1 - U_2) / (R_L + R_{\rm c}), \tag{9.81}$$

где  $l_{\rm r}$  — плечо действия коррекционной силы относительно оси рамки  $O_{\rm 1}O_{\rm 1}$ .

При  $M_{\rm r} = M_{\rm K}$  справедливо уравнение

$$H_{\mathrm{r}}\omega_{y} = kBl_{\mathrm{np}}l_{\mathrm{r}} (U_{1} - U_{2})/(R_{L} + R_{\mathrm{c}}).$$

При линейных потенциометрах и постоянном шаге ходового винта справедливо уравнение

 $U_1 - U_2 = k_{12}\alpha,$ 

где 
 где 
 угол поворота вала двигателя.

Решая совместно два последних уравнения и обозначая постоянный коэффициент

найдем

$$\kappa_{13} = \kappa B \iota_{\rm up} \iota_{\rm r} \kappa_{12} / M_{\rm r},$$

 $\omega_y \left( R_L + R_c \right) = k_{13} \alpha.$ 

При идеальном слежении визирной линией за целью угловая скорость прецессии ω<sub>g</sub> равна боковой относительной угловой скорости цели. Если приравнять расчетное полетное время снаряда

$$T_{\rm p} = R_L + R_{\rm c}, \tag{9.82}$$

то найдем окончательное уравнение

$$\omega_y T_{\rm p} = k_{13} \alpha = \psi_y,$$

позволяющее сделать заключение, что угол поворота двигателя пропорционален боковой составляющей угла упреждения  $\psi_y$ . Многооборотный линейный потенциометр-датчик ПД, установленный на оси двигателя, выдает напряжение  $U_y$ , пропорциональное искомой боковой составляющей угла упреждения по оси *у*. Подобная схема, если в ней применен гироскопический блок, повернутый вокруг главной оси гироскопа на 90°, обеспечивает построение второй составляющей угла упреждения в плоскости, перпендикулярной оси качалки в виде напряжения U<sub>z</sub>.

Боковая и вертикальная составляющие угла упреждения  $\psi_y$ и  $\psi_z$  в виде пропорциональных им выходных напряжений построителей упреждения (см. рис. 6.20) передаются через вычислительное устройство на боковой и вертикальный приводы оружия, ось которого повернется относительно визирной линии прицельной станции на пространственный угол упреждения.

Важное положительное свойство построителя упреждения с нулевым гирореле заключается в возможности строить большие, практически неограниченные углы упреждения.

#### 9.3. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СЛЕДЯЩИЕ КООРДИНАТОРЫ ЦЕЛИ С ГИРОСКОПИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

В современных ОЭП самонаведения ЛА применяются следящие координаторы цели, обеспечивающие непрерывное сопровождение цели оптической системой. Оптико-электронные следящие координаторы (ОЭСК) цели укрепляют на ЛА с помощью пространственного шарнира. Координатор связан с корпусом ЛА следящими приводами, управляемыми выходными сигналами оптико-электронной системы. Применяются приводы электрические, электромагнитные, пневматические, гидравлические, гироскопические. Наилучшими следящими приводами в ОЭП самонаведения ЛА являются гироскопические благодаря их практической безынерционности и стабилизирующим свойствам.

В малогабаритных приборах самонаведения снарядов класса «воздух — воздух» распространены координаторы с одногироскопными системами слежения, в которых оптическая система укреплена на внутренней раме карданова подвеса.

# Оптико-электронные следящие координаторы цели с одногироскопной системой

Следящий координатор цели с одногироскопной системой, имеющей коррекционное устройство с приводами по двум осям, применен в приборе самонаведения английского снаряда типа «Файрстрик» (рис. 9.25). Основное зеркало 5, контррефлектор 6, ПЛЭ 8 укреплены на внутренней раме 2 системы подвеса. Модулирующий растр 4 жестко скреплен с ротором 3. Рамы карданова подвеса гироскопа и оптической системы поворачиваются относительно осей у и г при слежении за целью с помощью датчиков коррекционных моментов 1 и 7.

Коррекционные моменты гироскопического привода создаются электрическими управляющими сигналами, величина которых пропорциональна углам рассогласования цели относительно осей у и z. Управляющие электрические сигналы формируются в электроином тракте 9 на основе выходных модулированных сигналов ПЛЭ. Коррекционные моменты создают вынужденную прецессию гироскопа,



Рис. 9.25. Схема ОЭСК цели с одногироскопной системой с двухосной коррекцией:

/ и 7 — датчики коррекционных моментов; 2 — рамка; 3 — ротор; 4 — модулирующий растр; 5 — основное зеркало; 6 — контррефлектор; 8 — ПЛЭ; 9 электронный тракт; 10 — блок потенциометров; 11 — блок рулевых приводов

Так как при наложении коррекционного момента вокруг одной оси карданова подвеса гироскоп прецессирует вокруг другой оси,

перпендикулярной первой, то коррекционные токи рассогласования в коррекционные датчики подаются перекрестно. Коррекционный ток  $I_y(t)$ , пропорциональный углу рассогласования цели относительно оси y, подается в датчик 1 коррекционного момента на оси z, а коррекционный ток  $I_z(t)$  — в датчик 7 по оси y.

Пространственный коррекционный момент  $M_{\kappa}(t)$  равен геометрической сумме коррекционных моментов  $M_{\kappa y}(t)$  и  $M_{\kappa z}(t)$  на осях карданова подвеса гироскопа. Если между осью оптической системы, совпадающей с осью гиростабилизатора, и линией цели существует угол рассогласования цели  $\varphi_{\mathfrak{q}}$ , то суммарный коррекционный момент должен создать прецессию гироскопа в направлении сближения оси гироскопа с целью. Для создания оптимальных условий слежения за целью необходимо создать наилучшие условия уменьшения угла рассогласования  $\varphi_{\mathfrak{q}}$ . Это обеспечивается в линейных системах управления, если коррекционный момент пропорционален текущей величине  $\varphi_{\mathfrak{q}}$ , т. е.

$$M_{\rm K}(t) = k_{\rm K} \varphi_{\rm u}(t),$$
 (9.83)

где k<sub>к</sub> — коэффициент пропорциональности системы коррекции.

В электромагнитных датчиках величина коррекционного момента пропорциональна силе коррекционного тока. Таким образом, необходимые для управления рулевыми приводами по осям y и z составляющие угловой скорости линии цели можно передать в виде электрических токов  $I_{zp}(t)$  и  $I_{yp}(t)$ , пропорциональных величинам коррекционных токов в соответствующих моментных датчиках гиросистемы.

Для учета коэффициента пропорциональности  $k_{\omega}$  формулы метода пропорционального сближения  $\omega_{\rm c} = k_{\omega}\omega$  управляющие электрические токи  $I_{\rm zp}(t)$  и  $I_{\rm yp}(t)$  умножаются с помощью потенциометров блока 10 на величину  $k_{\omega}$ . Значение  $k_{\omega}$  устанавливается перед стартом снаряда с самолета-носителя и выбирается исходя из условий обеспечения управляемости и устойчивости снаряда при полете в атмосфере различной плотности.

Величина  $k_{\omega}$  ограничивает максимально допустимый угол отклонения рулей на период захвата цели и запуска снаряда, когда



Рис. 9.26. Схема ОЭСК цели с одногироскопной системой с пространственной коррекцией:

1 — контррефлектор; 2 — бленда; 3 — линза; 4 диафрагма: 5 — растр; 6 — втулка; 7 — ПЛЭ; 8 зеркало; 9 — соленонд; 10 — постоянный магнит; 11 — карданов подвес

Рис. 9.27. Схема взаимодействия магнитных полей коррекции гироскопа

резкие повороты рулей могут привести к созданию больших колебаний снаряда. В дальнейшем по мере установления стабильного режима полета снаряда  $k_{\omega}$  автоматически увеличивается в функции времени, что целесообразно для уменьшения времени до встречи с целью. Время отсчитывается на базе стабилизированного с точностью до 1 % высокочастотного электрического генератора.

На рис. 9.26 представлена схема ОЭСК цели с одногироскопной системой, имеющей пространственное электромагнитное коррекционное устройство. Ротор гироскопа подвешен на сферическом шарнире и включает оптическую систему, и постоянный магнит эллиптической формы. Гироскоп приводится вращающимся магнитным полем. Коррекционный момент вводится соленоидом [4].

Полярность соленоида (рис. 9.27) показана стрелкой. Взаимодействие магнитных полей создает коррекционный момент  $M_{\rm R}$ , приложенный к ротору гироскопа и действующий вокруг оси *z*, перпендикулярной плоскости *хОу*. Момент  $M_{\rm R}$  вызывает прецессию полярной оси гироскопа вокруг оси *y* в плоскости *хОу*. При этом вектор кинетического момента гироскопа *H* стремится совместиться с вектором  $M_{\rm R}$ . Скорость прецессии зависит от величины момента  $M_{\rm R}$ , длительности его действия и частоты повторения сигнала. Эти параметры зависят от типа модулирующего растра и фазового детектора.

Если в соленоид подать повторный сигнал, но с неизменной полярностью через пол-оборота растра и магнита m, то направление коррекционного момента  $M_{\rm R}$  будет таким же, как на схеме, приведенной на рис. 9.27. Подача за один оборот двух одинаково действующих на гироскоп коррекционных импульсов увеличит скорость прецессии. Наиболее удобно подводить к соленоиду переменный ток, частота которого совпадает с круговой частотой вращения ротора гироскопа и растра. Если переменный ток подобен модулированному выходному сигналу оптико-электронной системы, несущему информацию о координатах цели, то направление прецессии гироскопа также связано с координатами цели и их изменением.

Для обеспечения прецессии гироскопа в плоскости цели необходимо, чтобы амплитуда переменного тока, определяющая направление действия коррекционного момента, совпадала по фазе с амплитудой управляющего выходного сигнала оптико-электронной системы. Для согласования фаз используется соленоид 2 (см. рис. 9.26), в котором наводится опорный сигнал, создаваемый импульсом лучистого потока от цели при определенном положении растра 5. С этим положением растра совпадает полярная ось постоянного магнита (направление N — S). Так как характер прецессии гироскопа зависит от электродвижущей силы и магнитных шумов, наведенных взаимодействием магнитного поля коррекции и постоянного магнита, то для уменьшения противоэлектродвижущей силы при совпадении оптической оси с линией цели обмотка соленоида намотана так, что плоскость витка практически параллельна линии N — S постоянного магнита.

Управляющие сигналы на рули ракеты создаются путем разложения коррекционного тока на составляющие по осям рулей с помощью фазового детектора. Другой метод получения управляющих сигналов на рули основан на использовании напряжений, возникающих при прецессии ротора гироскопа с постоянным магнитом в доподпительных неподвижных обмотках гиросистемы. Эти напряжения пропорциональны угловой скорости прецессии. Две взаимно перпендикулярные обмотки обеспечивают создание управляющих напряжений, пропорциональных составляющим угловой скорости прецессии гироскопа относительно осей рулей. При установившемся режиме слежения управляющие напряжения пропорциональны составляющим угловой скорости линии цели, что обеспечивает точное самонаведение по траектории пропорционального сближения. В неустановившемся режиме слежения система определяет угловую скорость линии цели с некоторой ошибкой. Это поясняется ниже при рассмотрении дифференциального уравнения ОЭСК.

ОЭСК цели с одногироскопной системой применены и в других малогабаритных головках самонаведения ЛА: типа «Фолкон», «Мартин», «Сайдундер» и др. Точность слежения за целью головками этого типа характеризуется угловой ошибкой порядка 25...30 угл. мин.

#### Дифференциальное уравнение оптико-электронного следящего координатора цели

Слежение за движущейся целью в ОЭСК осуществляется с помощью гироскопического привода, полярная ось гироскопа которого совпадает с осью оптической системы (рис. 9.28). В общем случае между осью оптической системы и линией цели ОЦ существует угол рассогласования  $\varphi_{\mu}(t)$ . Это угол не превышает половины угла мгновенного поля зрения, т. е. не превышает 1...2°. В течение малого
Рис. 9.28. Схема слежения за целью при применении следящего координатора цели

времени с момента начала слежения угол рассогласования цели сводится к еще меньшей величине, соответствующей рабочему участку модуляционной характеристики вблизи центральной зоны нечувствительности. При этом угол рассогласования цели, как пра-



вило, по своему порядку близок к угловым размерам аберрационного пятна рассеяния оптической системы. Например, в ОЭСК с амплитудно-фазовым модулятором по схеме рис. 8.8 рабочая линейная зона модуляционной характеристики лежит в пределах угла рассогласования, меньшего угловой величины половины диаметра аберрационного пятна рассеяния. В современных оптических системах приборов самонаведения, как это следует из разд. 7.3, угловой размер радиуса пятна аберрационного рассеяния при малых углах поля зрения равен 0,5...1,5 мрад.

Поворот оси оптической системы выполняется при прецессии полярной оси гироскопа с угловой скоростью прецессии  $\omega_{np}(t)$ относительно абсолютного пространства. Представим на рис. 9.28 начало отсчета углов в абсолютном пространстве стабилизированной линией *ОО'*. Обозначим углы, определяющие положение оси оптической системы и линии цели относительно стабилизирванного направления, соответственно  $\varphi_{np}(t)$  и  $\psi_{u}(t)$ . Тогда справедливо равенство

$$\varphi_{\pi_{\mathbf{p}}}(t) = \varphi_{\mathbf{u}}(t) + \psi_{\mathbf{u}}(t).$$

Так как в условиях автоматического самонаведения снаряда на цель поворот линии цели и оси оптической системы в режиме слежения происходит плавно, то функции  $\varphi_{\rm II}(t)$ ,  $\psi_{\rm II}(t)$  и  $\psi_{\rm np}(t)$  можно считать непрерывными. Дифференцирование записанного выше равенства дает для угловой скорости прецессии полярной оси гироскопа и оси оптической системы в абсолютном пространстве уравнение

$$\omega_{\rm mn}(t) = d\varphi_{\rm m}(t)/dt + d\psi_{\rm m}(t)/dt, \qquad (9.84)$$

в которой  $d\psi_{\rm u}(t)/dt$  — относительная угловая скорость цели  $\omega(t)$  в системе координат ОЭПС;  $d\phi_{\rm u}(t)/dt$  — скорость изменения угла рассогласования цели.

Прецессия полярной оси гироскопа является вынужденной и создается пространственным коррекционным моментом  $M_{\rm K}(t)$ , создаваемым, например, коррекционным магнитным полем (см. рис. 9.27). Из механики она определяется зависимостью

$$\omega_{\rm np} = M_{\rm \tiny R}(t) \sin \left[ \widehat{\overline{M}_{\rm \tiny R}}(t), \overline{\overline{H}_{\rm \tiny P}} \right] / H_{\rm \tiny P},$$

где  $M_{\kappa}(t)$  — выражается формулой (9.83);  $H_{\Gamma}$  — кинетический момент гироскопа;  $[M_{\kappa}(t), \overline{H}_{\Gamma}]$  — угол между векторами кинетического и коррекционного моментов. Так как на завершающем участке траектории самонаведения угол

пеленга на цель, являющийся дополнительным к углу  $[\overline{M}_{\kappa}(t), \overline{H}_{r}]$  до  $\pi/2$ , становится практически равным малому углу рассогласования цели, то зависимость, определяющая угловую скорость прецессии полярной оси гироскопа, в данном случае можно применять в следующем виде:

$$\omega_{\rm np}(t) = M_{\rm K}(t)/H_{\rm r}.$$
 (9.85)

Совместное решение зависимостей (9.84) и (9.85) с учетом равенства (9.83) позволяет найти дифференциальное уравнение ОЭСК

$$d\varphi_{\rm u}(t)/dt - \varphi_{\rm u}(t)/\tau_{\rm 1} = -\omega(t), \qquad (9.86)$$

где  $\tau_1 = H_r/k_\kappa$  — постоянный коэффициент, характеризующий динамические свойства ОЭСК и называемый его постоянной времени.

Линейное дифференциальное уравнение (9.86) является неоднородным и в общем случае аналитически не решается. Его можно решить аналитически при определенных ограничениях.

Если перед захватом цели предварительное наведение ОЭПС выполнено с помощью теплопеленгатора с высокой точностью, то с малым приближением можно принять, что угол рассогласования цели в начале процесса слежения при  $t_0 = 0$  отсутствует, т. е.  $\varphi_{\mathfrak{q}}(t_0) = 0$ .

Выполнение предварительного наведения с помощью оптикоэлектронного пеленгатора с точностью, одинаковой по порядку с точностью ОЭПС, вполне реально. Физический принцип действия этих приборов одинаков, излучение цели, ее дальность и атмосферные условия одинаковы, а габаритные условия и многоразовость применения самолетного теплопеленгатора позволяют сделать его более точным за счет некоторого усложнения оптико-электронной системы.

Найдем решение дифференциального уравнения для режима установившегося процесса слежения за целью, т. е. при  $\omega(t) = \omega(t_0) = \text{const}$ , а затем оценим ошибку для общего случая, тогда решение дифференциального уравнения имеет вид

$$\varphi_{\mu}(t) = \tau_1 \omega(t_0) (1 - e^{-t/\tau_1}). \qquad (9.87)$$

Из выражения (9.88) очевидно, что в режиме установившегося слежения за целью переходный процесс работы ОЭСК является затухающим. Если кинетический момент гироскопа  $H_r$  и коэффициент пропорциональности коррекционной системы  $k_{\kappa}$  подобрать так, чтобы постоянная времени ОЭСК была мала, то переходный процесс в координаторе цели быстро затухает. При выборе постоянной времени ОЭСК  $\tau_1$  нужно иметь в виду, что излишнее ее уменьшение приводит к неустойчивости ОЭСК. При малом значении  $\tau_1$ угол рассогласования цели быстро с течением времени становится пропорциональным относительной угловой скорости цели

$$\varphi_{\mathfrak{ll}}(t) = \tau_1 \omega(t_0). \tag{9.88}$$

Следовательно, угол рассогласования цели  $\varphi_{\mu}(t)$ , измеряемый ОЭП со следящим координатором цели с помощью анализатора изображения, является мерой угловой скорости линии цели.

Для осуществления самонаведения снаряда на цель методом пропорционального сближения необходимо разворачивать вектор воздушной скорости снаряда с угловой скоростью  $\omega_c$  (t) =  $k_\omega \omega$  (t). Решая совместно эту зависимость с (9.88), находим расчетную формулу

$$\omega_{\rm c}\left(t\right) = k_{\omega}\varphi_{\rm u}\left(t\right)/\tau_{\rm 1},\tag{9.89}$$

определяющую по модулю величину угловой скорости разворота снаряда на траектории пропорционального сближения. Следовательно, в линейной системе управления снарядом в рулевую машину можно подавать управляющий сигнал, пропорциональный углу рассогласования цели. Направление вектора относительной угловой скорости цели, а следовательно, и вектора угловой скорости разворота снаряда на траектории пропорционального сближения определяются углом фазирования цели, измеряемым анализатором изображения. Этот угол определяет положение вектора момента коррекции гиросистемы. Величину момента коррекции гиросистемы, необходимую для реализации автоматического слежения за целью, находим из совместного решения зависимостей (9.83) и (9.88):

$$M_{\rm K}(t) = k_{\rm K} \tau_1 \omega(t_0). \tag{9.90}$$

Из уравнения (9.90) следует, что величина коррекционного момента в гиросистеме пропорциональна относительной угловой скорости цели, поэтому коррекционное устройство гиросистемы целесообразно использовать для снятия пропорционального угловой скорости линии цели сигнала, управляющего приводами рулей снаряда. В этом случае в силу жесткой связи полярной оси гироскопа и оси оптической системы, следящей за целью, сигнал на управление рулями можно выдать с меньшей ошибкой, чем из усилителя управляющих сигналов в электронном тракте.

В общем случае слежения за целью, движущейся с переменной относительной скоростью, пропорциональность угловой скорости линии цели, коррекционного момента гиросистемы и угловой скорости разворота снаряда на траектории сближения угла рассогласования цели, описываемая уравнениями (9.88)...(9.90), несколько нарушается. Угол рассогласования цели измеряется следящим координатором цели, как это следует из совместного решения дифференциального уравнения ОЭСК (9.86) и формулы (9.88), с ошибкой

$$\Delta \varphi_{\mu}(t) = \tau_{1} d\varphi_{\mu}(t)/dt,$$

равной произведению скорости изменения угла рассогласования цели и постоянной времени ОЭСК.

При создании коррекционного момента с помощью магнитного поля (см. рис. 9.27) в катушки соленоида необходимо подать электрический ток, величина которого пропорциональна угловой скорости линии цели и углу рассогласования цели. Направление вектора коррекционного тока определяется положением плоскости прецессии, т. е. положением плоскости рассогласования цели, которое в системе координат оптико-электронного прибора определяется углом фазирования цели  $\phi_{\Phi}$ .

При амплитудно-фазовом методе модуляции в анализаторе изображения управляющий электрический ток на выходе усилителя оптико-электронной системы имеет синусоидальный закон изменения в зависимости от угла фазирования. Если синусоидальный переменный ток используется для создания коррекционного момента гиросистемы, то при синхронном вращении ротора гироскопа и коррекционного поля направлению угловой скорости прецессии полярной оси гироскопа соответствует фаза амплитуды синусоидального тока. Ток в обмотках коррекции гиросистемы в соответствии с формулой (8.13) выразится зависимостью

$$I_{\mathrm{B},\mathrm{r}}(t) := k_{\mathrm{B},\mathrm{r}} M_{\mathrm{a}} \sin\left(\omega_{\mathrm{p}} t + \psi_{y}\right), \qquad (9.92)$$

где  $k_{\kappa, r}$  — постоянный коэффициент, характеризующий параметры электронного тракта и системы электромагнитной коррекции гиросистемы;  $M_{a}$  — коэффициент глубины амплитудной модуляции;  $(\omega_{p}t + \psi_{y})$  — полная мгновенная фаза амплитудно-фазовой модуляции.

Ввиду наличия в магнитном поле подвижных относительно оси симметрии магнитного поля магнитных и немагнитных металлических деталей системы подвески ротора гиропривода, а также в связи с действием короткозамкнутых витков обмоток соленоида при отклонении полярной оси ротора от нулевого положения возникает нелинейность во взаимодействии коррекционного поля и магнита ротора. Для введения поправок на возникающую ошибку в действии системы коррекции к величине коррекционного тока добавляется электрический ток в функции угла пеленга на цель, которому ввиду малости угла рассогласования цели приближенно равен угол отклонения ротора гиросистемы.

## Оптико-электронный следящий координатор с двухгироскопной силовой системой

Причиной основных ошибок гиросистем в первую очередь является момент трения на внешней оси карданова подвеса. Этот момент больше, чем момент на внутренней оси карданова подвеса вследствие большей массы подвижных частей, укрепленных на внешней оси. В силовых гиросистемах для компенсации вредных внешних моментов трения применяются дополнительные следящие приводы, управляемые датчиками, срабатывающими при возникновении вынужденной прецессии гироскопа под действием вредного внешнего момента.

Двухгироскопная силовая гиросистема имеет внешнюю раму, вращающуюся вокруг оси коррекции *г*к в подшипниках корпуса головки самонаведения, и внутреннюю раму, вращающуюся внутри внешней рамы вокруг оси  $y_{\kappa}$ , перпендикулярной оси  $z_{\kappa}$  (рис. 9.29). Обе рамы соединены тягами  $T_z$ и  $T_y$  с соответствующими рамами карданова подвеса оптической системы координатора цели. Внутренняя рама гироплатформы представляет собой корпусную деталь,



в которой на взаимно перпендикулярных осях могут вращаться рамы гироскопов  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ . Полярные оси гироскопов в нулевом положении совпадают с продольной осью гиросистемы  $x_{\kappa}$  и осью оптической системы координатора цели. При этом векторы кинетических моментов гироскопов направлены взаимно противоположно. Каждый гироскоп имеет относительно гироплатформы две степени свободы.

Коррекционные моменты на осях подвески рам гироскопов  $\Gamma_1$ и  $\Gamma_2$  создаются соответственно моментными датчиками  $\mathcal{A}_1$  и  $\mathcal{A}_2$ , на которые поступают сигналы рассогласования, определенные оптикоэлектронной системой, усиленные усилительным трактом и преобразованные в прямоугольную систему координат фазовым детектором. Углы поворота рамок гироскопов  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  в подшипниках гироплатформы измеряются потенциометрическими и индукционными датчиками  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  соответственно. Сигналы датчиков  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  после усиления в усилителях подаются на разгрузочные двигатели  $P_2$  и  $P_1$ рам гироплатформы в перекрестном порядке.

Гироскопы вместе с датчиками и разгрузочными двигателями представляют собой систему силовой разгрузки, обеспечивающую компенсацию возмущающего воздействия внешних моментов, приложенных к гироплатформе через подшипники к ее рамам.

Рассмотрим действие системы разгрузки при наложении посредством трения в подшипнике на внешнюю раму гироплатформы внешнего момента  $\overline{M}_{\rm BH}$ , возникающего, например, при колебаниях корпуса ракеты или при ее криволинейном полете. Возмущающий момент вызовет поворот гироплатформы вокруг оси  $z_{\rm K}$  и прецессию гироскопа  $\Gamma_1$  в таком направлении, что вектор его кинетического момента стремится совместиться с вектором возмущающего момента  $\overline{M}_{\rm BH}$ . Гироскоп  $\Gamma_2$  при этом прецессировать не должен, так как ось его рамы параллельна вектору возмущающего момента  $\overline{M}_{\rm BH}$ , а момент трения на внутренних рамах меньше, чем на внешней, где масса подвижных частей механизма значительно больше.

При повороте рамы первого гироскопа в подшипниках платформы датчик  $\Pi_1$  выдаст электрический сигнал, пропорциональный углу поворота этой рамы, и создаст момент разгрузки  $\overline{M}_{p1}$  на оси разгрузочного двигателя  $P_1$ . Момент разгрузки по направлению противоположен внешнему возмущающему моменту, приложен к той же внешней раме гироплатформы и компенсирует вредное влияние  $\overline{M}_{\rm BH}$ . При этом прецессия первого гироскопа продолжается до тех пор, пока момент разгрузки не уравновесит полностью внешний момент.

Если внешний момент исчезнет, то момент разгрузки вызовет обратную прецессию гироскопа к нулевому положению и одновременное уменьшение сигнала разгрузки, выдаваемого датчиком  $\Pi_1$ . При приходе полярной оси гироскопа в нулевое положение сигнал разгрузки станет равным нулю и действие двигателя разгрузки  $P_1$  прекратится. Гироскоп в системе разгрузки выполняет роль индикатора соответствующего внешнего возмущающего момента.

Система силовой разгрузки гироплатформы относительно оси коррекции  $y_{\rm K}$  для компенсации вредного воздействия внешнего момента вокруг этой оси действует аналогично. При этом используются гироскоп  $\Gamma_2$ , датчик сигнала разгрузки  $\Pi_2$  и двигатель разгрузки  $P_1$ .

Действие гироплатформы как гироскопического привода ОЭСК рассмотрим при поступлении коррекционного сигнала на моментный датчик  $\mathcal{A}_2$ . При этом на раму второго гироскопа  $\Gamma_2$  накладывается момент коррекции  $\overline{M}_2$ , вызывающий прецессию вместе с его рамой и гироплатформой в подшипниках внешней рамы гироплатформы вокруг оси  $y_{\rm R}$ . Прецессия происходит в направлении совмещения вектора кинетического момента гироскопа  $\overline{H}_2$  с вектором коррекционного момента  $\overline{M}_2$ . Одновременно прецессионное движение гироплатформы сообщается через тягу  $T_z$  на внутреннюю раму карданова подвеса оптической системы. Движение продолжается до тех пор, пока гиропривод не сведет к нулю угол рассогласования цели относительно оси  $y_{\rm R}$ . При этом коррекционный сигнал рассогласования, подаваемый в моментный датчик  $\mathcal{A}_2$ , также равен нулю.

Гиропривод координатора цели вокруг оси  $z_{\rm H}$  действует с использованием гироскопа  $\Gamma_1$  аналогично. При этом движение на внешнюю раму подвеса оптической системы передается через тягу  $T_{\mu}$ .

Из рассмотрения работы силовой гироплатформы в режимах разгрузки и гиропривода очевидна независимость действия этих систем. Силовая двухгироскопная гироплатформа обеспечивает более высокую точность сопровождения цели ОЭСК прибора самонаведения, чем при применении одногироскопного стабилизатора.

Двухосные гироскопические системы не применяются на малогабаритных снарядах из-за больших размеров и массы. Стоимость приборов самонаведения при применении силовых гиросистем значительно увеличивается. Применение таких приборов целесообразно для снарядов, калибр которых превышает 250...300 мм.

### 9.4. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ КООРДИНАТ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ

В приборах самонаведения и пеленгаторах с одноканальной оптико-электронной системой для выдачи сигналов коррекции в двух-канальную гиросистему или управляющих сигналов в двухканаль-

366

Рис. 9.30. Схема фазового детектора с коммутатором коллекторного типа:

1, 3 и 1', 3' — токоподводящие щетки; 2 и 2' — токосъемные щетки; 4, 5 — изоляционные прокладки;  $\omega_{\rm p}$  угловая скорость растра



ную рулевую систему снаряда необходимо преобразование информации об относительном положении цели из полярной системы координат в прямоугольную. Это выполняется с помощью преобразователя координат, включающего блок фазовых детекторов и генераторы опорного напряжения.

Электромеханический фазовый детектор (рис. 9.30) имеет коммутатор коллекторного типа, вращающийся синхронно с развертывающим устройством анализатора изображения, и работает в режиме двухполупериодного выпрямителя. Выходной электрический сигнал одноканальной оптико-электронной системы, несущий информацию о координатах цели при амплитудно-фазовой модуляции в полярной системе координат, подается на входную обмотку трансформатора. Напряжение с концов выходных обмоток трансформатора передается на взаимно изолированные кольца коллектора через щетки. Щетки электрических цепей, соответствующих взаимно перпендикулярным осям и и z системы координат координатора цели сдвинуты относительно друг друга по фазе на 90°. Выходные сигналы коммутатора  $U_{\mu}$  и  $U_{z}$  снимаются с резистивных сопротивлений нагрузки R<sub>н</sub>, включенных между снимающими щетками и средними точками выходных обмоток трансформатора. Таким образом, при вращении коллектора знак напряжения, питающего каждое сопротивление нагрузки, изменяется через пол-оборота коллектора. При входном напряжении первичной обмотки трансформатора, зависящем от полной мгновенной фазы плоскости рассогласования цели, с сопротивлений нагрузки снимаются напряжения, соответствующие мгновенным значениям углов рассогласования цели в продольной и поперечной плоскостях снаряда. Величину мгновенного выходного напряжения фазового детектора определяет мгновенная величина напряжения, поданного с выхода усилителя одноканальной ОЭС на входную обмотку трансформатора в зависимости от угла фазирования цели. Коллекторный коммутатор определяет знак мгновенного выходного напряжения.

В электронном балансном фазовом детекторе имеется два встречно включенных диодных амплитудных детектора (рис. 9.31). Напряжение сигнала рассогласовання подается на вход трансформатора





Рис. 9.31. Схема электронного балансного фазового детектора

Рис. 9.32. Схема двухполупериодного кольцевого фазового детектора

Тр1. Опорное напряжение вводится через трансформатор Тр2. Трансформаторы подбираются так, чтобы амплитуда вторичного напряжения  $U_{2\text{max}}$  трансформатора Тр2 существенно превышала максимальное значение напряжения  $U_{1\text{ max}}$  на вторичной обмотке трансформатора Tp1. Ветви балансных фазовых детекторов делаются симметричными. При этом R1 = R2 и C1 = C2. Если фазы опорных напряжений в фазовых детекторах продольного и поперечного каналов управления снарядом сдвинуты относительно друг друга по фазе на 90°, то напряжения на выходе фазовых детекторов по этим каналам определяются следующими уравнениями:

$$U_{\phi, \ \pi \ 1} \simeq 2k_{\phi, \ \pi} U_{1 \max} \cos \varphi_{\phi};$$
$$U_{\phi, \ \pi \ 2} \simeq 2k_{\phi, \ \pi} U_{1 \max} \sin \varphi_{\phi},$$

где  $k_{\phi, \pi}$  — постоянный для данного фазового детектора коэффициент, обычно равный 0,8...0,9;  $\varphi_{\phi}$  — угол фазирования цели.

Двухполупериодный электронный кольцевой фазовый детектор основан на применении замкнутого электрического контура 1-2-3-4, в котором вентили В1, В2, В3, В4 пропускают ток только в одном направлении (рис. 9.32). Электрическое напряжение  $U_p$ рассогласования цели подается на трансформатор Тр1, концы вторичной обмотки которого присоединены в точках 2 и 4 кольца. Точки 1 и 3 кольца подключены к концам вторичной обмотки трансформатора Тр2. Выходное напряжение фазового детектора  $U_{\phi, \pi}$  снимается с сопротивления нагрузки  $R_{\rm H}$ , включенного к средним точкам вторичных обмоток трансформаторов Тр1 и Тр2.

При отсутствии напряжения рассогласования на входе трансформатора Тр1 выходной сигнал фазового детектора  $U_{\phi, \pi} = 0$ , так как ток, создаваемый опорным напряжением, протекает в одном полупериоде опорного сигнала по цепи 5—3—2—1—6, а во втором по цепи 6—1—4—3—5.

Возникшее напряжение рассогласования вызывает протекание тока в одном полупериоде опорного сигнала по цепи 8—10—11—12—6—1—4—7. При этом на сопротивлении нагрузки R<sub>II</sub> создается выходное напряжение  $U_{\phi. \pi}$ , пропорциональное напряжению, выдаваемому нижней половиной вторичной обмотки трансформатора Tp1, а следовательно, и напряжению рассогласования. Верхняя половина вторичной обмотки трансформатора Tp1 в этом случае не используется, так как ток по цепи 9-2-3-4-7 не пропускается вентилем B1, а в другой ветви кольца действует встречно включенное более высокое опорное напряжение ( $U_2 \gg U_1$ ).

В другом полупериоде опорного сигнала работает верхняя половина вторичной обмотки трансформатора Tp1 и ток протекает по цепи 8—10—11—12—5—2—9. При этом направление тока в сопротивлении нагрузки  $R_{\rm H}$  и полярность выходного напряжения  $U_{\Phi, \pi}$ остаются прежними в соответствии с полярностью напряжения рассогласования. Изменение фазы мапряжения рассогласования на 180° вызовет изменение полярности выходного напряжения фазового детектора. При условии  $U_2 \gg U_1$  выходное напряжение фазовых детекторов продольного и поперечного каналов управления снаряда определяется формулами:

$$U_{\Phi, \mathfrak{g}_1} = k_{\Phi, \mathfrak{g}}^{\prime} \pi^{-1/2} U_{1 \max} \cos \varphi_{\Phi};$$
  
$$U_{\Phi, \mathfrak{g}_2} = k_{\Phi, \mathfrak{g}}^{\prime} \pi^{-1/2} U_{1 \max} \sin \varphi_{\Phi},$$

где  $U_{1 \max}$  — максимальное значение вторичного напряжения половин обмотки трансформатора Tp1, пропорциональное максимальной амплитуде напряжения рассогласования цели;  $k_{\Phi, R}$  — коэффициент пропорциональности, характеризующий электрические параметры данного фазового детектора, включая опорное напряжение.

### Глава 10

### МЕТОДИКА РАЗРАБОТКИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

### 10.1. О СИСТЕМОТЕХНИКЕ И АВТОМАТИЗИРОВАННОМ ПРОЕКТИРОВАНИИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

Разработка оптико-электронных приборов является сложным процессом, который в целом целесообразно рассматривать как задачу проектирования большой системы. Системой называется совокупность элементов, функционально связанных между собой так, чтобы выполнять определенную задачу. Каждый ОЭП предназначен для решения конкретной задачи, простой, например, обнаружения, сопровождения, измерения угловых координат, измерения дальности, или сложной, например, обнаружения и сопровождения, измерений угловых координат и дальности, измерения угловых координат и относительной угловой скорости. Во всех случаях назначение прибора конкретно. Следовательно, для специалиста, занимающегося разработкой ОЭП как совокупности определенных функциональных элементов, прибор является системой. Для других специалистов, проводящих разработку более сложных систем, в которые ОЭП входит как функциональный элемент, этот прибор является подсистемой. С позиций инженера-разработчика ОЭП, для которых предназначен настоящий учебник, такой прибор рассматривается ниже как система.

В этом случае методику разработки ОЭП необходимо излагать с привлечением понятий системотехники. Под системотехникой понимают дисциплину, содержащую методику подхода к проектированию сложных систем. Под сложной системой понимается такая, для которой в принципе невозможна детальная оценка всех особенностей устройства системы и всех ее элементов одним специалистом определенного профиля. В ОЭП входят такие функциональные элементы как, например, гиросистема, ПЛЭ с блоком охлаждающего устройства, электронные усилители, фильтры и детекторы, детальная оценка особенностей устройства которых инженером по ОЭП в принципе невозможна.

В системотехнике основными этапами разработки системы яв-ляются:

1) общее исследование научно-технической проблемы;

2) постановка задачи;

3) назначение совокупности параметров и характеристик системы;

4) синтез системы;

5) анализ системы;

6) проектирование системы;

7) экспериментальное изготовление и исследование макета системы;

8) испытание системы как подсистемы объекта ее эксплуатации.

Общее исследование научно-технической проблемы проводится в целях выяснения информации о широком круге вопросов, связанных с применением ОЭП, позволяющей обоснованно вынести решение об актуальности постановки задачи и ее условиях, а также о своих потребностях предприятия и необходимой кооперации в связи с решением задачи. Важную роль на этом этапе играет количественный анализ потребности в объекте разработки в целях определения объема производства в будущем. Этот этап обычно проводится заказчиком, но иногда заказчик для углубления и конкретизации общего исследования проблемы нуждается в привлечении специалистов по ОЭП, которых может не быть в его распоряжении, но есть в организации-исполнителе. В результате общих исследований устанавливаются общие технические требования к системе и принимается решение о необходимости разработки данного ОЭП.

На этапе постановки задачи под руководством специалиста оптикоэлектроника предприятие-исполнитель рассматривает итоги общего исследования научно-технической проблемы, собирает дополнительную информацию не только о существующих, но и о могущих возникнуть в будущем вследствие процесса развития науки, техники и народного хозяйства условиях применения ОЭП. На основе суммарной информации, полученной на первом и втором этапе, оцениваются ориентировочно габариты, масса, стоимость, сложность устройства ОЭП и относительная важность каждого из этих факторов.

Выбор совокупности параметров и характеристик системы является третьим этапом разработки, когда на базе результатов первых двух этапов формулируют технические требования к ОЭП, т. е. уточняют назначение системы, а также устанавливают количественные параметры и характеристики, определяющие вход и выход системы.

Синтез системы является начальной теоретической фазой создания прибора, предшествующей непосредственно проектированию в узком смысле этого термина. В современной практике разработки синтез системы, ее анализ и проектирование, а также экспериментальное изготовление и исследование макета системы являются неразрывными подэтапами единого процесса проектирования в широком понятии этого термина. При такой постановке проектированием ОЭП может руководить владеющий методом автоматизированного проектирования инженер, имеющий квалификацию конструктора-исследователя оптикоэлектроника, в которой сочетаются знания и практические навыки в области методов машинного синтеза и анализа, конструирования, экспериментальных исследований и обобщения результатов. Под синтезом системы понимается выбор функциональной и структурной схем системы в целом, удовлетворяющих сформулированным на третьем этапе техническим требованиям. Оптимальную схему выбирают из нескольких вариантов, производя анализ системы на базе каждого варианта с позиций удовлетворения техническим требованиям и минимальной стоимости. Основным критерием оценки системы принимается соотношение степени достижения целей, поставленных назначением и техническими требованиями, к ее стоимости.

Проектирование в узком понятии этого термина является стадией разработки, на которой структурная схема системы превращается в материально определенные устройства, соответствующие ее элементам и составляющие в совокупности ОЭП как систему. Маловероятно, чтобы первый вариант конструкции был оптимальным. Поэтому проектирование носит цикличный характер — после первой проработки конструкции и проведения проектных расчетов приходится возвращаться к этапу анализа системы, сравнивая ее входные и выходные параметры, характеристики и стоимость с заданными. После этого возвращаются к этапу проектирования в узком понятии термина с учетом поправок, необходимость которых выявлена при анализе результатов первой проработки. Далее цикл повторяется до стадии достижения оптимального варианта проекта. В этом циклическом процессе важно уметь вовремя прекратить дальнейшие попытки улучшения системы. Индивидуального опыта в этом отношении часто недостаточно, поэтому целесообразно в каждом цикле итоги научно-технического анализа, проводимого инженером-проектировщиком, коллективно обсуждать с привлечением специалистов, имеющих достаточный опыт разработки близких по назначению и устройству ОЭП.

Экспериментальное изготовление и исследование ОЭП производится сначала на математических или полунатурных моделях, а затем путем построения и опытной проверки отдельных элементов структурной схемы системы. Проверяется, соответствуют ли входные и выходные параметры и характеристики макета элемента проектным. Если проектные входные и выходные параметры и характеристики не достигаются путем отладки на модели или макете элемента, то в его проект вносятся коррективы и исследуется уточ- ' ненный вариант модели или макета элемента. Таким образом, от этапа экспериментальной проверки возвращаются к этапу проектирования в узком понятии слова, а затем опять к этапу экспериментальной проверки. Так поступают в отношении всех элементов структурной схемы, а позже и в отношении всего ОЭП в целом. Здесь опять налицо цикличное повторение связи подэтапов проектирования в широком понятии этого термина. Результаты экспериментального исследования макета ОЭП являются для конструктораисследователя оптикоэлектроника, ведущего весь комплекс работ этапа проектирования в широком понятии термина, важными в в смысле получения данных для улучшения системы в ходе дальнейшей разработки, изготовления и испытания опытных и серийных образцов.

Испытание ОЭП как подсистемы предусматривает предварительную разработку и изготовление опытных образцов ОЭП по программе этапов проектирования в узком понятии термина и экспериментальное исследование опытных образцов его элементов и прибора в целом. Испытание ОЭП начинается с момента его установки в математическую или полунатурную модель системы или в реальную систему сложного объекта и продолжается в течение времени, определяющего долговечность всей системы. При этом к конструктору-исследователю по каналам обратной связи из сложной системы с помощью испытательных стендов и контрольной аппаратуры поступает информация о реальных входных и выходных характеристиках и параметрах опытного образца ОЭП, а также о его надежности, недостатках и дополнительных возможностях, не выявленных в процессе разработки и экспериментального исследования макета прибора. Такая информация необходима, чтобы провести доработку ОЭП в процессе перехода от опытного производства к серийному, а также при необходимости модификации прибора в будущем при усложнении условий эксплуатации, что в ходе развития технического прогресса вполне возможно.

При разработке нового прибора с момента начала общих исследований проблемы до перехода к серийному выпуску может пройти большой срок. Фактор времени во многом определяет эффективность разработки нового ОЭП, поэтому нужно изыскать способы ускорения разработки. Нужно избегать организационных пауз между этапами, возникающих из-за потери времени на рассмотрение результатов предыдущего этапа на поиск исполнителя следующего этапа и на включение работы в план исполнителя. Целесообразно сочетать последовательной метод выполнения этапов с параллельным. Так, например, проектирование некоторых элементов системы можно начать параллельно с ее анализом. Изготовление опытного образца можно начать до окончания его проектирования. При этом допускается определенный риск. Могут быть переделки. Но если разработку ведут опытные инженеры, специализированные по данному типу ОЭП, то риск можно свести к минимуму. Кроме того, целесообразно технологическому проработку вести параллельно с конструкторской и стремиться создать такие технологические процессы и оснастку, которые обеспечат не только опытное производство, но и серийное.

Важным средством ускорения разработки ОЭП является применение методов автоматизированного машинного с помощью вычислительной техники синтеза, анализа и проектирования системы и ее элементов, а также математического или физико-математического полунатурного моделирования. Машинные синтез, анализ и проектирование значительно ускоряют процесс разработки и позволяют рассмотреть большое количество вариантов и выбрать из них оптимальный. При проведении экспериментальных исследований с помощью моделирования на ранних этапах можно выявить недочеты системы значительно раньше изготовления макетов и опытных образцов и своевременно найти рациональные пути создания ОЭП с более современными характеристиками.

Значительное сокращение времени разработки и запуска ОЭП в серийное производство можно достигнуть за счет создания на предприятии системы универсально-сборных технологических приспособлений и контрольных приборов и установок; унификации и стандартизации элементов семейства приборов; введения, там где это возможно по условиям потребности заказчиков, разработки не одной модели определенного типа прибора, а параллельно семейства моделей с различными параметрами и характеристиками.

В связи с тем, что системотехника как направление деятельности инженера значительное развитие получила только в последние годы, целесообразно определить содержание квалификации инженера-системотехника оптикоэлектроника. Хороший инженер-системотехник должен обладать талантом и опытом организатора больших научно-технических коллективов, включающих в себя своевременные по развитию производственные подразделения. Но это не значит, что в области системотехники ОЭП не может успешно специализироваться начинающий инженер-конструктор исследователь ОЭП. Он в первую очередь должен хорошо владеть научно-техническими знаниями в области оптико-электронных систем, являющихся основным элементом ОЭП, и особенно в области системы приема и первичной обработки информации, которая в большей степени, чем другие элементы прибора, определяет его работоспособность. Но наряду с этим инженер-системотехник должен владеть техническим языком каждой узкой отрасли науки и техники, соответствующей принципу действия других элементов системы ОЭП; входящих в нее как подсистема, а также уметь применять системы автоматизированного проектирования (САПР) ОЭП.

Материалы данного учебника в сочетании с другими дисциплинами учебного плана специальности «оптико-электронные системы и приборы» дают начальную квалификацию инженеру-системотехнику по ОЭП. Содержание и методику выполнения этапов разработки целесообразно изложить более подробно, чем это выполнено выше, с конкретизацией применительно к типовым ОЭП. ГОСТы и пройденные в общетехническом и факультетском циклах дисциплины и курсовые проекты по элементам и устройствам приборов, по теории оптических систем, по основам электроники, по теории оптико-электронных систем, по основам автоматизированного проектирования и т. д. вполне определяют методику выполнения работ по этапам, как например, конструирование узлов и деталей, выполнение чертежей, габаритный и аберрационный расчет оптической системы, разработки элементов электронной схемы вторичной системы обработки сигналов, приемы использования САПР ОЭП. Методические вопросы выполнения этапов разработки ОЭП специфичны, их освещение входит в задачи учебника по специальному курсу.

### 10.2. ВЫПОЛНЕНИЕ ЭТАПОВ РАЗРАБОТКИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

Первые три этапа (общее исследование научно-технической проблемы, постановка задачи, выбор технических требований) обычно выполняются организацией-заказчиком, а в учебных условиях преподавателем при составлении задания на курсовой или дипломный проект. В итоге выполнения первых трех этапов формулируется техническое задание на разработку прибора, включающее техническое задание на проектирование, сроки разработки, порядок согласования результатов этапов разработки с заказчиком и порядок испытания и сдачи разработанного ОЭП заказчику.

# Техническое задание на проектирование оптико-электронного прибора

Техническое задание на проектирование включает сведения о назначении и комплектности ОЭП, об условиях его эксплуатации, о технических требованиях к основным параметрам и характеристикам прибора и к его конструкции. Назначение ОЭП характеризует основные и дополнительные функции, которые он предназначен выполнять. В условиях эксплуатации ОЭП, как правило, указывается следующее:

 электропитание с указанием максимально допустимой потребляемой мощности или тока для каждого режима питания. Для каждого режима питания указывается напряжение, а при переменном токе и частота; напряжения и частоты указываются с допуском на отклонение;

2) диапазон температур, давления и относительной влажности среды в рабочем режиме, при хранении и при транспортировке;

3) необходимость герметизации;

4) время непрерывной работы прибора; иногда особо оговаривается время работы в определенном режиме, например, при наихудших условиях окружающей среды;

5) диапазон частот и амплитуды вибраций, при которых должна обеспечиваться виброустойчивость и вибропрочность;

6) максимальное значение коэффициента перегрузки, при котором прибор должен быть работоспособен;

7) допустимые значения коэффициента перегрузки при многократных и единичных ударных нагрузках при транспортировке.

В технических требованиях, как правило, указывается следующее:

1) дальность действия прибора или его чувствительность, при этом оговариваются спектральные характеристики полезного излучателя, фонов и возможных организованных оптических помех;

2) точность определения угловых координат излучателя;

3) угол обзора и время просмотра поля обзора, если необходимо осуществить поиск излучателя узкопольной оптико-электронной системой или угол поля зрения, если нужно одновременно наблюдать значительное пространство;

4) скорость и ускорение углового сопровождения движущегося излучателя;

5) гарантийный срок службы прибора и порядок ремонта (периодичность и техническая оснащенность базы ремонта);

6) необходимость комплектации специально разработанными оптико-электронными и измерительными приборами для проверок в условиях эксплуатации;

7) приведенный порог чувствительности прибора к излучению АЧТ с определенной температурой;

8) крутизна экспериментальной характеристики прибора, характеризующей закон изменения выходного сигнала при изменении входной величины;

9) время готовности прибора к действию с момента включения электропитания, необходимость световой или звуковой сигнализации о моменте появления сигнала, необходимость автоматического включения или выключения и т. д.

В требованиях к конструкции прибора указывается, как правило, следующее:

1) габариты и масса прибора;

2) удобство, простота и безопасность в обслуживании при эксплуатации и ремонте;

3) в конструкции должны максимально использоваться стандартные и нормализованные блоки, узлы, детали; предусматриваться простота сборки и разборки, удобство и точность регулировки и выверки при изготовлении и ремонте; должны учитываться технологические, экономические, экологические и эстетические нормы на приборы;

4) минимальное резистивное сопротивление изоляции электрических цепей и электронных и электрических звеньев при температуре +20 ± 10 °C и относительной влажности 60 ± 20 %; 5) подвижные элементы прибора должны двигаться плавно без заеданий;

6) конструкция крепежных элементов прибора должна обеспечивать неподвижность и герметичность соединений в условиях эксплуатации;

7) надежная работа прибора должна обеспечиваться в течение стольких-то часов с такой-то вероятностью (например, 1000 ч с вероятностью 0,98).

### Проектирование оптико-электронного прибора

ОЭП в общем случае является информационной измерительной динамической системой, построенной на основе оптико-электронной системы. Она состоит из оптической системы первичной обработки информации, принимающей входной оптический сигнал, производящей его первичную обработку и преобразующей лучистую энергию в электрическую, и системы вторичной обработки информации электронного тракта обработки и усиления электрического сигнала с целью выдачи удобного для использования выходного сигнала. Входной оптический сигнал в общем случае является сложным, содержащим в себе полезный сигнал и вредные сигналы — помехи. Выходной сигнал, необходимый для автоматического управления или контроля, должен содержать информацию, пропорциональную входному сигналу, а иногда должен содержать производные, интегралы, или другую функциональную зависимость во времени от входного сигнала.

При выборе функциональной и структурной схем ОЭП нужно выбирать такие элементы, которые обладают одинаковой точностью и надежностью, т. е. удовлетворяют условию «информационной равнопрочности». В противном случае структурная схема не может быть оптимальной по точности, надежности и стоимости. Выбор элементов структурной схемы проводится путем сравнительного анализа возможных вариантов применения того или иного принципа действия элемента с учетом конкретных возможностей использования стандартных и нормализованных устройств или технической реализации оригинального устройства в соответствии с техническими требованиями, а также показателями технической сложности, стоимости и возможности реализации в производстве оптико-электронного приборостроения.

При решении вопроса об отдельных элементах прежде всего нужно ознакомиться с техническими данными подобных по назначению блоков в выпускаемых промышленностью близких по принципу действия ОЭП. Это выполняется путем излучения технических описаний приборов в журнале «Оптико-механическая промышленность», каталогах и другой литературе, содержащей описания ОЭП, а также путем изучения параметров, характеристик и чертежей существующих устройств.

Если не найдено устройство, полностью отвечающее техническим требованиям, то желательно подобрать готовое промышленное изде-

лие, которое можно переработать с минимальными затратами времени и средств. Переработку необходимо вести, ориентируясь на применение комплектующих изделий, выпускаемых промышленностью, и только в случае невозможности решения поставленной технической задачи на их базе идти по пути разработки и изготовления новых изделий. При этом новые изделия можно разрабатывать на базе проверенного принципа действия, изменяя технические характеристики и параметры устройства. Разработку и изготовление нового элемента функциональной схемы или новых комплектующих изделий целесообразно поручать специалистам и предприятиям соответствующего профиля, имеющим опыт выполнения подобных работ.

Окончательное решение о принятии оптимальных функциональной и структурной схем системы производится, как это указано в разд. 10.1, путем автоматизированного с помощью ЦВМ анализа различных вариантов с позиции наилучшего выполнения требований технического задания при учете стоимости, технической сложности и возможности изготовления прибора на серийном предприятии оптико-электронной промышленности в назначенные сроки.

Выбор структурной схемы позволяет перейти к проектированию ее элементов. Главным элементом ОЭП является оптико-электронная система (ОЭС), определяющая его соответствие основному функциональному назначению и ведущим пунктам технических требований. ОЭС состоит из оптической системы первичной обработки информации и электронной системы вторичной обработки информации. Определяющей является система первичной обработки информации, так как она производит прием оптической информации от излучателя и модуляцию лучистого потока, устанавливая тем самым метод оптической пространственной фильтрации и, следовательно, структурную схему электронной системы вторичной обработки информации.

Разработка оптической системы первичной обработки информации проводится путем подбора известной системы из литературы, ист (ей, технических описаний ОЭП и альбомов типовых оптиче-

систем или разработки принципа действия, конструктивной зы и конструкции оригинальной системы первичной обработки гормации с использованием типового приемника лучистой энергии нересчетом ее характеристик и параметров исходя из технических требований.

При выборе оптической системы целесообразно ориентироваться на положения гл. 7 и справочные таблицы по оптическим материалам инфракрасной области, приведенные в приложении. Методы модуляции лучистого потока и устройство растров анализатора изображения освещены в гл. 8. Методика выбора приемника лучистой энергии приводится в разд. 10.3. После выбора элементов оптической системы первичной обработки информации можно выполнить ее конструирование и перейти к обоснованию и формулированию технических требований к электронной системе вторичной обработки информации (предусилитель, усилитель несущей частоты, детектор управляющей частоты, усилитель управляющей частоты, фазовый детектор и последующие звенья, включая регистрирующий прибор или приемное звено автоматической системы управления).

По этим техническим требованиям подбираются элементы электронной системы вторичной обработки информации и производится в случае необходимости переработка их конструкций с проведением параллельно необходимых расчетов. Лучшим вариантом организации проектирования является передача этих работ специалистам по электронным устройствам.

Если ОЭП предназначен для использования на летательном аппарате, то для стабилизации линии визирования и управления ее движением при слежении за относительно подвижными излучателями в приборе применяется гироскопическая система. Ее выбор должен предшествовать конструированию оптической системы, так как последняя может составлять с гироскопом единый конструктивный блок или связывается с гиросистемой кинематически жесткими тягами (см. разд. 9.3). После подбора типа гиросистемы и пересчета ее параметров и характеристик можно перейти к компоновке элементов структурной схемы ОЭП с выполнением чертежей общего вида и разрезов прибора в целом и его конструктивно самостоятельных элементов, проведению уточняющих расчетов, необходимость в которых возникает в процессе компоновки, а также конструированию узлов и деталей прибора и подбору чертежей типовых элементов, узлов и деталей.

На основании разработанной технической документации производится математическое или полунатурное моделирование, а затем изготовление экспериментальных макетов элементов функциональной схемы ОЭП, отладка и лабораторные исследования моделей или макетов с целью проверки соответствия техническим требованиям. На основе результатов экспериментов и дополнительных расчетов выполняется уточнение параметров и характеристик схемы, их корректура в макетах, отработка и проверочные испытания макетов элементов.

Из отработанных макетов элементов структурной схемы водится сборка, отладка и выверка модели или макета ОЭП.

Модель и макет ОЭП подвергается исследованиям и испытаниям в условиях, близких к эксплуатационным, в соответствии с техническими требованиями. Результаты исследований и испытаний позволяют составить рекомендации по совершенствованию прибора в процессе проектирования опытного образца, а также уточнить, если это необходимо, технические требования.

На основе технической документации макета с учетом рекомендаций по совершенствованию прибора и уточненных технических требований выполняется разработка комплекта чертежей опытного образца ОЭП, с проведением уточняющих расчетов и производятся изготовление нескольких опытных образцов ОЭП и их лабораторные и заводские испытания в полном соответствии с техническими требованиями и условиями эксплуатации.

Положительные результаты испытаний опытных образцов дают основания для изготовления опытной партии ОЭП и проведения го-

сударственных испытаний. Если при испытании опытных экземпляров или опытной партии выявляются недочеты, то перед сдачей прибора в серийное производство выполняется корректура технической документации.

В вузах изготовление макетов, опытных экземпляров ОЭП, его экспериментальное исследование и передача технической документации на серийное производство выполняются в отдельных проектах научно-исследовательского характера, если студент в течение длительного периода участвует в научной работе кафедры.

# Методика проектирования оптической системы первичной обработки информации

Разработка конструкции оптической системы первичной обработки информации начинается с составления и обоснования в соответствии с материалами гл. 7 и 8 исходя из технических требований ее конструктивной схемы; линзовая, зеркальная, зеркально-линзовая; сферическая, асферическая; приемник лучистой энергии одноэлементный или многоэлементный, одноцветный или многоцветный; расположение приемника переднее или заднее, его охлаждение; тип модулятора; светозащитные бленды; защитные элементы; отклоняющие элементы, спектральные фильтры. Затем производится согласно методике, изложенной в разд. 10.3, и справочным данным в табл. 6 ... 10 приложения выбор типа приемника, назначается метод модуляции, частота модуляции, полоса частот и коэффициент надежности (отношение сигнала к шуму) оптико-электронной системы прибора.

На основании конструктивной схемы оптической системы с использованием литературы, чертежей и технических описаний известных ОЭП, а также альбомов типовых оптических систем разрабатываются чертежи оптической системы прибора, основные возможные габаритные размеры которой определяются предварительно исходя из установленных техническим заданием габаритов ОЭП, размеров ПЛЭ вместе с охлаждающим устройством и примерных размеров гиросистемы и блоков электронного тракта. Принять предварительное значение энергетического коэффициента полезного действия оптической системы, диафрагмирования входного зрачка непрозрачными деталями конструкции прибора, световыми блендами, контррефлектором, корпусом ПЛЭ при его переднем расположении, непрозрачными деталями крепления оптических элементов, виньетирования и к. п. д. анализатора изображения  $\eta_{\rm ah}$  (см. разд. 8.8).

На основании технических требований на чувствительность или дальность действия прибора провести энергетический расчет ОЭС по методике, изложенной в разд. 10.4 и в курсе «Теория оптико-электронных систем», и определить необходимую площадь входного зрачка оптической системы. Рассчитать габариты оптической системы, необходимые при определенном ранее типе ее конструкции для обеспечения потребной в соответствии с расчетом площади входного зрачка. Если расчетные габариты оптической системы превышают пределы, допустимые по техническим требованиям на прибор, то нужно повысить к. п. д. оптической системы. Наилучших результатов в этом направлении можно добиться путем изменения принципа действия анализатора изображения, например, заменив амплитудно-фазовый анализатор изображения частотным, а также при применении более чувствительного приемника лучистой энергии.

При найденном фокусном расстоянии оптической системы и ранее выбранных типе приемника лучистой энергии, частоте и методе модуляции лучистого потока, а также заданных техническими требованиями точности определения угловых координат излучателя и угловой скорости его сопровождения можно рассчитать: по методике, изложенной в разд. 6.4, основные параметры сканирующего устройства и в том числе угол мгновенного поля зрения и размеры чувствительной площадки приемника излучения; по методике, изложенной в гл. 7, размеры элементарных прозрачных и непрозрачных площадок растра анализатора изображения и их число при одноэлементном приемнике лучистой энергии или размеры и число элементарных площадок многоэлементного ПЛЭ. Частота модуляции падающего на многоэлементный ПЛЭ лучистого потока, необходимая для повышения надежности и упрощения устройства элементов электронного тракта, назначается в соответствии с частотными свойствами приемника излучения. Форму границ прозрачных и непрозрачных элементов в данном случае целесообразно выбирать криволинейную и зигзагообразную (например, зигзагообразные эвольвентные или логарифмические дуги). При этом лучистые потоки от протяженных фонов с контурами правильной геометрической формы практически не модулируются или модулируются с меньшей глубиной, что приводит к повышению в ОЭС отношения полезного сигнала к шуму.

### Выбор системы вторичной обработки информации ОЭП

Обработка сигнала в электронном тракте ОЭП включает прием от ПЛЭ сигнала низкого уровня, его усиление и ограничение по полосе частот, выделение из сигнала нужной информации в виде полезного сигнала при максимальном отношении сигнала к шуму, усиление мощности полезного сигнала, его преобразование в форму, необходимую для управления последующими звеньями системы, и передачу выходного сигнала в систему коррекции гироскопического привода оптической системы и на вход системы управления ЛА. Методы решения этих задач излагаются в курсах «Теория оптико-электронных систем» и «Основы электроники».

При разработке элементов электронного тракта для сокращения массы и габаритов ОЭП необходимо максимально использовать транзисторные и печатные схемы и другие устройства микроэлектроники. При отсутствии всех соответствующих по параметрам и характеристикам микроэлектронных элементов приходится применять гибридные схемы. В быстродействующих ОЭП целесообразно переходить от аналоговых схем к цифровым. Но при этом необходимо учитывать фактор экономической целесообразности повышения стоимости приборов. В некоторых случаях макетные приборы целесообразно строить на хорошо освоенных электровакуумных лампах и аналоговых схемах, а при создании на второй стадии разработки опытных приборов переходить на цифровые схемы из микроэлектронных элементов.

При разработке предусилителя, расположенного обычно в непосредственной близости от ПЛЭ, необходимо обеспечить усиление сигналов низкого уровня, соизмеримых с шумом ПЛЭ, до уровня, потребного для работы указателей стандартных высокочувствительных измерительных приборов или детекторов, преобразователей координат, усилителей мощности и других блоков последующей обработки сигнала. Сигнал малогабаритного предусилителя, обеспечивающего лишь невысокую степень усиления, имеет как правило, низкий уровень, достаточный для передачи сигнала более удаленным блокам последующей обработки сигнала экранированным кабелем с низким импедансом.

Для сохранения низкого уровня шума в системе обработки сигнала коэффициент усиления предусилителя обычно назначают не менее 30 ... 40, так как только при этих условиях шумы последующих каскадов усиления, а также микрофонные и кабельные шумы не увеличивают заметно суммарный шум. Если в усилителе необходимо применить автоматическую регулировку усиления (АРУ), которая создает дополнительные шумы, то коэффициент усиления предусилителя целесообразно повысить до 80 ... 1000 [9].

При применении полупроводникового усилителя нужно учитывать, что большинство полупроводниковых усилителей начинает насыщаться при выходном напряжении порядка нескольких вольт. При этом можно допускать максимальное выходное напряжение порядка одного вольта. В ламповых усилителях можно допускать более высокое максимальное выходное напряжение.

Для уменьшения наводок в экранированном кабеле, передающем сигнал к последующим блокам, выходной импеданс предусилителя делают не выше 100 ... 1000 Ом. При низком выходном импедансе предусилителя емкость последующих кабелей в меньшей степени ослабляет высокочастотные составляющие сигнала.

При формировании технических требований к предусилителю, когда плотность облучения ПЛЭ может возрастать на несколько порядков, например, при значительном изменении расстояния до излучателя или его мощности, необходимо предусмотреть ограничения с помощью ограничителя амплитуд или АРУ амплитуды сигнала, выходящего из ПЛЭ.

Технические требования на последующие за предусилителем блоки электронного тракта составляются исходя из общих технических требований на прибор первоначально ориентировочно. Детальные требования к входным и выходным параметрам и характеристикам каждого блока электронного тракта уточняются разработчиками смежных с ним элементов системы в процессе разработки.

Предусилитель является первым электронным блоком прибора и иногда устанавливается отдельно от остальных электронных блоков, например, на поворотном измерительном механизме или в изолированном от внешней среды месте. Предусилитель непосредственно



Рис. 10.1. Эквивалентная схема системы ПЛЭ — усилитель

воспринимает слабый выходной сигнал ПЛЭ при преобразовании лучистой энергии, поэтому вопрос о разработке схемы предусилителя дол-

жен решаться основным разработчиком — конструктором исследователем ОЭП.

В связи с этим необходимо рассмотреть возможные схемы усилителя, проанализировать влияние их элементов на шумы и выбрать рациональную схему и значения ее элементов.

При оценке влияния шумов удобно использовать величину  $m_{\rm m}$  отношения сигнала к шуму по мощности. При условии, что сигнал и шум измеряются в одной точке цепи, т. е. импеданс для них одинаков,  $m_{\rm m}$  выражается через отношение осредненных квадратов величин напряжения сигнала и шума формулой

$$m_{\rm tu} = \overline{U}^2 / \overline{U}_{\rm tu}^2. \tag{10.1}$$

Реальные усилители генерируют внутренний шум и понижают отношение сигнала к шуму на выходе. Степень понижения величины  $m_{\rm m}$  в однокаскадном усилителе называется коэффициентом шума

$$k_{\rm III} = m_{\rm III. BX}/m_{\rm III. BMX} \tag{10.2}$$

и выражается безразмерной величиной, большей единицы, или в децибелах (10 lg  $k_{\rm m}$ ). Так как усреднение шума проводится во всей эквивалентной ширине полосы частот системы «приемник лучистой энергии — усилитель», то величина коэффициента шума усилителя является усредненной.

В двухкаскадном усилителе коэффициент шума

$$k_{\rm m\,1-2} = k_{\rm m1} + (k_{\rm m2} - 1)/k_{\rm yc.\,\,M\,1},$$
 (10.3)

где  $k_{m1}$  и  $k_{m2}$  — коэффициенты шума первого и второго каскадов;  $k_{yc. M1}$  — коэффициент усиления по мощности первого каскада.

Для понижения коэффициента шума двухкаскадного усилителя коэффициент усиления первого каскада нужно увеличивать.

Усилитель на электро-вакуумных лампах можно рассмотреть с помощью эквивалентной электрической схемы системы «ПЛЭ» — усилитель» (рис. 10.1).

Резистивное сопротивление генератора сигнала  $r_r$  состоит из резистивного сопротивления  $r_n$  чувствительного слоя ПЛЭ и параллельно включенного резистивного сопротивления  $r_1$  источника питания в цепи приемника лучистой энергии. Реальный шумящий усилитель, в котором шум порождается дробовым эффектом в лампе, представлен идеальным нешумящим усилителем с дополнительным эквивалентным резистивным сопротивлением  $r_{акв}$ , включенным последовательно в цепь сетки триода. *г*<sub>экв</sub> должно быть таким, чтобы генерируемый им шум Джонсона после усиления лампой был равен шуму дробового эффекта на выходе лампы. *г*<sub>н</sub> — входное сопротивление предусилителя.

Для снижения коэффициента шума принимают  $r_{3 \kappa_B} \ll r_{H}$ .

Максимальное значение коэффициента шума усилителя достигается при несогласованном входе ( $r_{\rm H}$  не равно суммарному сопротивлению цепи  $r_{\rm H}$  и  $r_{\rm I}$ ) и рассчитывается по формуле

$$k_{\rm III \ min} = 1 + 2r_{\rm 3KB}/r_{\rm H} + 2 \left[r_{\rm 3KB}/r_{\rm H} \left(1 + r_{\rm 3KB}/r_{\rm H}\right)\right]^{1/2}.$$
 (10.4)

Для частот порядка 1 кГц, когда влияние избыточного шума мало, эквивалентное резистивное сопротивление находится по формулам [9]:

для триода

$$r_{\rm 2RB, T} = 2.5/k_{\rm mT},\tag{10.5}$$

для пентода

$$r_{\rm 2KB, \ II} = r_{\rm 2KB} \left( 1 + 8I_{\rm c}/k_{\rm mII} \right), \tag{10.6}$$

где  $k_{m\tau}$  и  $k_{m\eta}$  — крутизна анодно-сеточной характеристики триода и пентода соответственно;  $I_c$  — ток экранной сетки.

Уменьшение минимального коэффициента шума усилителя, как это следует из формулы (10.4), получим при малом эквивалентном резистивном сопротивлении  $r_{_{экв}}$ . Это достигается применением лампы с большой крутизной анодно-сеточной характеристики. Эквивалентное сопротивление для промышленных триодов составляет около 200 Ом, а пентодов — 700 Ом.

В усилителе на триоде при резистивном сопротивлении нагрузки  $r_{\rm H} = 10^6$  Ом по формуле (10.4) получим  $k_{\rm mmin} = 1,028$ . Оптимальная величина резистивного сопротивления генератора сигнала, т. е. суммарного сопротивления цепей  $r_{\rm m}$  и  $r_{\rm 1}$ , обеспечивающая минимальное значение коэффициента шума

$$r_{\rm r. offt} = r_{\rm H} \left[ r_{\rm 3KB} / (r_{\rm 3KB} + r_{\rm H}) \right]^{1/2}, \qquad (10.7)$$

Для того, чтобы шум на выходе усилителя мало зависел от его внутренних шумов, он должен в основном определяться параметрами входной цепи, состоящей из параллельных сопротивлений  $r_{\rm H}$ ,  $r_1$  и  $r_{\rm H}$ , эквивалентное резистивное сопротивление которых  $r_2$ . Шумы сопротивлений входной цепи усилителя определяются в схеме на рис. 10.1 шумами Джонсона, поэтому шум усилителя достаточно мал при условии  $r_{3\rm KB} \ll r_2$ . Если ПЛЭ имеет значительный избыточный шум (при малых частотах модуляции), то для уменьшения его влияния целесообразно сопротивления  $r_1$  и  $r_{\rm H}$  выбирать так, чтобы  $r_2 > r_{\rm H}$ .

Избыточный шум в электро-вакуумных лампах усилителя влияет на его суммарный шум при  $f < 500 \dots 700$  Гц, а при проходящих через лампу токах не более 0,1 мА для большинства ламп мал. Микрофонный эффект имеет наименьшее значение в сверхминиатюрных лампах. При правильном выборе ламп и режимов их работы избыточный и микрофонный шумы малы по сравнению с дробовым и их при расчете лампового предусилителя можно не учитывать. Транзисторы имеют две области высоких шумов: на низких частотах из-за избыточного шума и на частотах выше одной десятой частоты  $f_1$ , при которой коэффициент усиления по току в схеме с заземленной базой на 3 дБ меньше, чем его значение на низких частотах [9]. Но ОЭП на таких больших частотах не работают, поэтому можно учитывать только избыточный шум, который в плоскостных транзисторах с высоким коэффициентом усиления заметен при частотах меньше 500 Гц, а в других при частотах до нескольких килогерц.

Низкий коэффициент шума в транзисторном усилителе обеспечивается при малом сопротивлении растекания базы, близком к единице коэффициенте усиления по току, высокой частоте  $f_1$  и малом токе эмиттера. Оптимальная величина резистивного сопротивления источника питания  $r_1 \simeq 10^2 \dots 10^4$  Ом [9]. Формулы (10.1) ... (10.7) пригодны и для расчетов при согласовании приемника лучистой энергии с тразисторным усилителем. Только эквивалентное шумовое резистивное сопротивление  $r_{3kB}$  и входное резистивное сопротивление  $r_{\rm H}$  для транзистора имеют другие значения.

В книге [9] сообщается об успешном применении в усилителях оптико-электронных приборов микроэлектроники. Например, малошумящий усилитель выполнен из пяти транзисторов на кремниевой пластине размером 2,4  $\times$  2,8 мм. Изготовление проводится на монолитной или тонкопленочной основе. Предусилитель для 100-элементного приемника лучистой энергии при усилении по напряжению 93 дБ имеет коэффициент шума  $k_{\rm m} < 2$  дБ, т. е. такого же порядка, как в усилителях на транзисторах, но примерно на порядок выше, чем в оптимальном ламповом усилителе. Выигрыш в размерах и массе в транзисторных и особенно в микроэлектронных предусилителях очевиден.

#### 10.3. ВЫБОР ПРИЕМНИКА ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ И ОБЕСПЕЧЕНИЕ Условий его действия

При проектировании принимающих оптико-электронных систем важно правильно выбрать ее средний элемент — приемник лучистой энергии (ПЛЭ), обеспечить оптимальные условия его действия в заданных условиях эксплуатации прибора и согласовать с ним технические параметры других элементов оптико-электронной системы и выходных устройств электронного тракта. Нужно иметь в виду, что оптимальность выбора ПЛЭ часто в большей степени определяет высокую работоспособность ОЭП в заданных условиях, чем оптимальные решения каких-либо других звеньев прибора, поэтому разработку всего прибора целесообразно начинать с выбора ПЛЭ исходя, в первую очередь, из характера излучения цели, фонов и организованных оптических помех.

Задача выбора ПЛЭ по своему характеру комплексна и ее успешное решение зависит как от многих собственных характеристик приемника, так и от обеспечения оптимальных условий его работы входным элементом прибора — оптической системой, охлаждающим устройством и электронным трактом обработки информационного сигнала.

### Условия действия приемника лучистой энергии

Условия действия ПЛЭ в основном определяются характером облучающего лучистого потока, эксплуатационной и рабочей температурой, режимом энергетического питания, полосой частот системы «приемник—усилитель», специфическими условиями: герметичность, влажность, ускорения, вибрации и т. д.

Облучающий ПЛЭ лучистый поток характеризуется: спектральной интенсивностью излучения цели, фонов и организованных оптических помех, спектральным пропусканием излучения атмосферой, спектральным к. п. д. оптической системы, коэффициентом усиления оптической системы, частотой и типом модуляции растром анализатора изображения или модулятора.

Эксплуатационной температурой ПЛЭ называется заданный техническими условиями диапазон температур, в котором он должен сохранять свои свойства не только в рабочем (включенном) состоянии, но и во всех предусмотренных техническими условиями температурных режимах эксплуатации.

Рабочая температура определяет тепловой режим чувствительного слоя ПЛЭ во включенном состоянии и под воздействием облучения. Рабочая температура особенно сильно влияет на чувствительность, инерционность и резистивное сопротивление ПЛЭ.

Режим энергетического питания ПЛЭ определяет его рабочие параметры. Например, распространенные в инфракрасных приборах самонаведения ПЛЭ — фоторезисторы, фотодиоды и болометры питаются постоянным электрическим током. Фотомагнитоэлектрические приемники получают энергию питания от магнитного поля.

От полосы частот электрической системы «приемник — усилитель» зависит пропускаемая мощность электрического информационного сигнала и широкополосных шумовых сигналов. Если лучистый поток модулирован, то нужно указывать полосу частот модуляции. Для узкополосного резонансного усилителя достаточно знать частоту и амплитуду основной гармоники. Если уровень шумов и коэффициент усиления в рабочей полосе частот системы «ПЛЭ — усилитель» неравномерны, то ширину полосы частот системы «ПЛЭ усилитель» выражают ее эффективным значением

$$\Delta f_{\vartheta} = f_2 - f_1, \qquad (10.8)$$

где 
$$f_1 = f_{\text{max}} - \int_{0}^{f_{\text{max}}} \overline{G(f)} A^2(f) df / [\overline{G(f)}A^2(f)]_{\text{max}},$$
 (10.9)

$$f_2 = f_{\max} + \int_{f_{\max}}^{\infty} \overline{G(f)} A^2(f) df / [\overline{G(f)} A^2(f)]_{\max}; \qquad (10.10)$$

 $\overline{G(f)}$  — осредненная мощность шума ПЛЭ при частоте f; A(f) — частотная характеристика, т. е. коэффициент усиления усилителя при частоте f;  $[\overline{G(f)} A^2(f)]_{max}$  — максимальное значение величины

13 Лазарев Л. П.

 $[\overline{G(f)} A^2(f)]; f_{max}$  — частота, при которой величина  $[\overline{G(f)} A^2(f)]$  достигает максимума.

Если мощность шума в полосе частот изменяется медленно и полоса частот достаточно узка, то граничные частоты  $f_1$  и  $f_2$  определяют на уровне половинной мощности, принимая коэффициент усиления  $A = A_{\max}/\sqrt{2}$ .

Специальные условия работы ПЛЭ определяются специфичностью его применения на конкретном ЛА и в конкретном конструктивном исполнении прибора. Как правило, обеспечивается герметизация рабочего пространства ПЛЭ, что уменьшает диапазон изменения химического состава, влажности и эксплуатационной температуры окружающей среды приемника. Передачу ускорений, вибраций и ударных нагрузок от корпуса ЛА и прибора на ПЛЭ можно уменьшить применением амортизационных устройств, но совсем исключить трудно.

### Собственные свойства приемника лучистой энергии

Собственные свойства ПЛЭ не зависят от внешних условий и определяются его собственными общими параметрами и характеристиками, а также характеристиками его чувствительности.

### Общие характеристики

характепараметры И Геометрические ристики. Площадь поверхности или объем приемника, чувствительные к излучению, называются его чувствительной поверхностью Чувствительные поверхность чувствительным объемом. или или объем ПЛЭ точно равны геометрическим размерам площади его чувствительного слоя или чувствительного тела только при равномерном распределении чувствительности по тонкому слою или объему. В связи с этим приняты понятия эффективной чувствительной поверхности и эффективного чувствительного объема ПЛЭ, в пределах которых чувствительность распределяется равномерно и в целом равна общей чувствительности реального приемника. Например, у фоторезисторов действующей чувствительной поверхностью является поверхность чувствительного слоя между электродами, а не вся поверхность, покрытая чувствительным веществом, поэтому его эффективная чувствительная поверхность зависит от формы и расположения электродов. При этом необходимость сравнения ПЛЭ именно по их эффективной чувствительной поверхности очевидна.

Оптические характеристики. Поверхностный или объемный ПЛЭ как последний элемент оптической системы оптико-электронного прибора должен характеризоваться основными оптическими свойствами чувствительного слоя или объема: коэффициентами преломления, отражения, пропускания и поглощения.

Электрические характеристики. Применяющиеся в оптико-электронных приборах ПЛЭ имеют электрический выходной сигнал, и, следовательно, для их оценки нужно знать их электрические характеристики. Для этой цели ПЛЭ представляют эквивалентными электрическими схемами.

Фоторезисторы и фотодиоды, распространенные в инфракрасных приборах самонаведения, а также болометры описываются при низких частотах в эквивалентных схемах как резистивные переменные сопротивления, поэтому их важнейшей электрической характеристикой является резистивное сопротивление. Пленочные ПЛЭ удобно характеризовать поверхностным удельным электрическим сопротивлением, т. е. электрическим сопротивлением в омах, приходящимся на единицу длины при ширине площади, равной единице.

Из определения поверхностного удельного электрического сопротивления следует, что оно не зависит от количества единиц площади в эффективной чувствительной поверхности ПЛЭ. Следовательно, поверхностное удельное электрическое сопротивление реального ПЛЭ определяется как отношение измеренного в омах межэлектродного сопротивления чувствительного слоя к количеству последовательно расположенных между электродами квадратных поверхностей. При равенстве ширины слоя межэлектродному расстоянию общее электрическое сопротивление ПЛЭ равно его поверхностному удельному электрическому сопротивлению (случай квадратной чувствительной площади). В связи с этим на практике для определения поверхностного удельного электрического сопротивления ПЛЭ наряду с официальной единицей ом применяют единицу «ом на квадрат».

Важным электрическим параметром приемников излучения является темновое сопротивление, равное его внутреннему резистивному сопротивлению  $r_{\rm T}$  без облучения. Для различных типов ПЛЭ характерен разный порядок величин темнового сопротивления. Например, фоторезисторы из сурьминистого индия InSb имеют несколько десятков кнлоомов, фоторезисторы из сернистого свинца, селенистого свинца и легированного золотом германия — единицы и десятки мегоомов, а фотоэлементы — несколько гигаомов. Темновое сопротивление ПЛЭ зависит от рабочей температуры. Так, например, фоторезисторы PbSe имеют  $r_{\rm T} = 5$  кОм при  $\Theta = 295$  К, 40 МОм при  $\Theta = 195$  К и 5 МОм при  $\Theta = 77$  К. У серносвинцовых фоторезисторезисторов при  $\Theta = 295$ ; 195 и 77 К величина  $r_{\rm T} = 1,5$ ; 4 и 5 МОм соответственно.

Механические характеристики ПЛЭ определяют возможность применения его при определенных значениях ускорений, а также частот и амплитуд вибраций. Например, недостаточная прочность чувствительного слоя, подложки или крепления электродов может привести к выходу ПЛЭ из строя при ударных нагрузках в процессе транспортировки прибора по наземным путям сообщения или при взлете и посадке самолета-носителя, а также при воздействии больших ускорений при полете снаряда. К разрушению ПЛЭ могут привести и вибрации, сообщенные ему самолетом или снарядом, если они совпадают с его собственными частотами колебаний и вызывают резонансные явления. Понижение чувствительности ПЛЭ вызывается также шумовыми напряжениями, вызываемыми микро-

фонным эффектом, возникающим под действием возмущающих вибраций даже при отсутствии резонансных явлений.

Температурные характеристики отражают способность ПЛЭ работать или сохранять свои свойства в определенном техническом диапазоне температур. Технический диапазон температур ПЛЭ должен охватывать не только рабочие, но и эксплуатационные температуры, заданные условиями работы.

В р е м е н н ы е характеристики отражают процесс «старения» ПЛЭ, т. е. изменение его собственных характеристик в длительные периоды времени — недели, месяцы и годы. За длительный период времени характеристики большинства ПЛЭ ухудшаются. Например, у тонкопленочных фоторезисторов ухудшение чувствительности чаще всего проявляется вскоре после изготовления, поэтому в технический прогресс изготовления пленочных фоторезисторов включают искусственное «старение» до окончательного контроля и ряд других приемов.

### Характеристики чувствительности

Понятие чувствительность приемников охватывает несколько свойств различных типов ПЛЭ применительно к различным условиям их работы, поэтому даже для определения чувствительности одного типа ПЛЭ необходимо несколько характеристик, отражающих его чувствительность, например, в зависимости от спектрального состава облучения, частоты модуляции излучения, полосы частот усилительного тракта, рабочей температуры и т. д.

Чувствительность ПЛЭ характеризуется: интегральной вольтовой, токовой или относительной омической чувствительностью; спектральной вольтовой, токовой или относительной омической чувствительностью; относительной спектральной чувствительностью; пороговой чувствительностью (пороговым потоком); способностью; к обнаружению излучения (обнаружительной способностью); уровнем шумов; постоянной времени, полосой пропускания приемника; частотой, энергетической и вольтовой характеристиками.

Интегральная чувствительность ПЛЭ — отношение амплитуды величины, характеризующей уровень реакции приемника, к амплитуде  $\Phi_{\mathfrak{d},\mathfrak{n}}$  синусоидально модулированного интегрального потока излучения, вызвавшего эту реакцию. Если реакция ПЛЭ характеризуется выходным напряжением с амплитудой  $U_{\mathfrak{n}}$ , то

$$S_u = U_n / \Phi_{0.n},$$
 (10.11)

где S<sub>u</sub> — интегральная вольтовая чувствительность ПЛЭ, В/Вт.

Для фоторезисторов интегральную чувствительность удобно выражать через относительное изменение его омического сопротивления  $\Delta r_{\rm n}/r_{\rm n}$ , являющееся реакцией на изменение энергетической освещенности  $\Delta E_{\rm a, n}$  его поверхности:

$$s_r = (\Delta r_{\rm II}/r_{\rm II})/\Delta E_{\rm e, II}, \qquad (10.12)$$

где s, — интегральная относительная омическая чувствительность фоторезистора, м<sup>2</sup>/Вт,

Спектральная вольтовая чувствительность ПЛЭ — отношение амплитуды его выходного напряжения к амплитуде синусоидального модулированного монохроматического потока излучения  $d\Phi_{abn}$ , вызвавшего эту реакцию:

$$S_{u\lambda} = dU_{u\lambda}/d\Phi_{\partial\lambda u}.$$
 (10.13)

Выходной сигнал фотодиода оценивается в единицах тока. При этом удобно ПЛЭ характеризовать т о к о в о й ч у в с т в и т е л ь н о с т ь ю (интегральной  $S_i$  или спектральной  $S_{i\lambda}$ ), равной отношению амплитуд эффективного выходного тока приемника  $I_{\Pi}$  при интегральном потоке или  $dI_{n\lambda}$  при спектральном потоке и соответствующего синусоидально модулированного интегрального  $\Phi_{3,\Pi}$ или спектрального  $d\Phi_{3\lambda\Pi}$  потока излучения, упавшего на площадку приемника. Соответствующие формулы имеют вид

$$S_i = I_{\rm n} / \Phi_{\rm B, n},$$
 (10.14)

$$S_{i\lambda} = dI_{\rm u}/d\Phi_{\rm s\lambda u}.$$
 (10.15)

Относительная спектральная чувствительность ПЛЭ — отношение его спектральных чувствительностей при двух длинах волн; она наиболее часто определяется относительной вольтовой спектральной чувствительностью ПЛЭ:

$$s_{u\lambda} = S_{u\lambda}/S_{u\lambda\max}, \qquad (10.16)$$

где  $S_{u\lambda}$  — вольтовая спектральная чувствительность ПЛЭ на длине волны  $\lambda$ ;  $S_{u\lambda \max}$  — максимальная вольтовая спектральная чувствительность ПЛЭ.

Относительная чувствительность (омическая, вольтовая и др.) в наибольшей степени характеризует собственную чувствительность. ПЛЭ, так как она не зависит от схемы его включения.

При облучении ПЛЭ, обладающего относительной вольтовой спектральной чувствительностью  $s_{u\lambda}$ , интегральным лучистым потоком

$$\Phi_{\mathfrak{d}, \pi} = \int_{0}^{\infty} \Phi_{\mathfrak{d}, \pi}(\lambda) \, d\lambda, \qquad (10.17)$$

нде  $\Phi_{\mathfrak{d}, \pi}(\lambda)$  — функция от  $\lambda$ , определяющая спектральную плотность интегрального лучистого потока.

Величина амплитуды модулированного напряжения на выходе приемника излучения определяется интегралом

$$U_{\pi} = S_{u\lambda \max} \int_{0}^{\infty} \Phi_{\vartheta, \pi} (\lambda) s_{u\lambda} d\lambda. \qquad (10.18)$$

Интегральную вольтовую чувствительность ПЛЭ выразим через его максимальную и относительную вольтовые спектральные чувствительности на основании формул (10.11), (10.17) и (10.18) зависимостью

$$S_{\mu} = S_{\mu\lambda\max} \left[ \int_{0}^{\infty} \Phi_{\partial,\pi} (\lambda) s_{\mu\lambda} d\lambda \middle| \int_{0}^{\infty} \Phi_{\partial,\pi} (\lambda) d\lambda \right].$$
(10.19)

389

В дробном члене зависимости (10.19) знаменатель выражает весь интегральный лучистый поток, падающий на приемник, а числитель — эффективно используемую величину этого потока ПЛЭ со спектральной чувствительностью, характеризуемой величинами  $S_{u\lambda \max}$  и  $s_{u\lambda}$ .

Аналогично для интегральной токовой чувствительности ПЛЭ напишем зависимость

$$S_{i} = S_{i\lambda \max} \left[ \int_{0}^{\infty} \Phi_{\vartheta, \pi} (\lambda) s_{i\lambda} d\lambda \middle| \int_{0}^{\infty} \Phi_{\vartheta, \pi} (\lambda) d\lambda \right], \qquad (10.20)$$

где  $S_{i\lambda \max}$  и  $s_{i\lambda}$  — максимальная и относительная токовые спектральные чувствительности приемника излучения.

Приведенная пороговая чувствительность (пороговый поток) ПЛЭ  $\Phi_{3, \text{ пор}}^{*}$  называется минимальный интегральный лучистый поток, который можно обнаружить приемником, включенным в оптимальную электрическую схему с полосой пропускания усилителя  $\Delta f = 1$  Гц.  $\Phi_{3, \text{ пор}}^{*}$  создает на выходе системы «приемник — усилитель» напряжение, равное среднему квадратичному значению напряжения собственных (внутренних) шумов приемника  $\sqrt{\overline{U}_{u,n}^2}$  или превышающее его в заданное число раз *m*. Величина *m* — это коэффициент надежности ПЛЭ, назначаемый конструктором ОЭП. Наиболее часто принимается *m* = 5 ... 10. Предельным условием различимости приемником излучения полезного сигнала является превышение порогового сигнала над собственным шумом, т. е.

$$m_{\min} = U_{\pi, \operatorname{nop}} / \sqrt{\overline{U_{\mathfrak{u}, \pi}^2}} > 1.$$

Пороговый сигнал равен напряжению шума, приведенному по условиям определения пороговой чувствительности к полосе пропускания частот усилием сигналов  $\Delta f = 1$  Гц:

$$U_{\pi, \operatorname{nop}} = \sqrt{\overline{U_{\operatorname{u.n}}^2}}$$
.

Так как на основании формулы (10.11)  $U_{n, nop} = \Phi_{a, nop}S_u$ , то приведенный пороговый поток в Вт/Гц, отнесенный к полосе пропускания частот усилителем  $\Delta f = 1$  Гц, определяется уравнением

$$\Phi_{\mathfrak{s},\operatorname{nop}}^{*} = \sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{u},\mathfrak{n}}^{2}} S_{\mu}.$$
(10.21)

В качестве критерия оценки ПЛЭ, устанавливающего величину средней квадратичной мощности излучения, необходимой для получения среднего квадратичного значения выходного напряжения системы «приемник—усилитель», равного среднему квадратичному значению напряжения собственных шумов ПЛЭ, применяется также эквивалентная мощность излучения шумов, т. е. мощность излучения, эквивалентная лучистому потоку  $\Phi_{3}^*$  ш, необходимому для создания данного шумового сигиала  $\sqrt{U_{\text{ш. n.}}^2}$ . При определении  $\Phi_{3, \text{ш}}^*$  используют синусоидально модулированное излучение идеального

излучателя при  $\Theta = 500$  К. Модуляция осуществляется с несущей частотой 90, 400 или 900 Гц. Эквивалентная мощность излучения шумов ПЛЭ в Вт/Гц<sup>1/2</sup> определяется выражением

$$\Phi_{\mathfrak{s},\mathfrak{u}}^* \coloneqq E_{\mathfrak{s},\mathfrak{nop}} \mathcal{S}_{\mathfrak{n}} \sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{u},\mathfrak{n}}^2} / U_{\mathfrak{n},\mathfrak{np}} \sqrt{\overline{\Delta}f}, \qquad (10.22)$$

где  $E_{3, \text{пор}}$  — пороговый поток излучения, падающий от цели на приемник с площадью 1 см<sup>2</sup>, т. е. пороговая энергетическая освещенность ПЛЭ;  $S_u$  — эталонная площадь чувствительной поверхности приемника (обычно принимается  $S_n = 1 \text{ см}^2$ );  $U_{n. \text{ пор}} / \sqrt{\overline{U}_{u. n}^2}$ —отношение напряжения порогового выходного сигнала системы «приемник — усилитель» к среднему квадратичному значению собственного шумового сигнала ПЛЭ в узкой полосе частот при предположении, что в пределах такой узкой полосы частот напряжение шумов не зависит от частоты.

При  $S_{II} = 1 \text{ см}^2$  и  $\Delta f = 1 \Gamma$ ц формула (10.22) приводится к виду

$$\Phi_{\mathfrak{s},\mathfrak{u}\mathfrak{l}}^{*} = E_{\mathfrak{s},\mathfrak{nop}} \sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{u},\mathfrak{n}}^{2}} / U_{\mathfrak{n},\mathfrak{nop}}.$$
(10.23)

Так как энергетическая освещенность численно равна лучистому потоку, падающему на единичную площадку приемника, то при  $S_{\rm II} = 1 \, {\rm cm}^2$  в формуле (10.23),  $E_{\rm 2. \, nop}$  можно заменить на  $\Phi_{\rm 2. \, nop}$ . Тогда

$$\Phi_{\mathfrak{s},\mathfrak{u}}^{*} = \sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{u},\mathfrak{n}}^{2}} / U_{\mathfrak{n},\mathfrak{nop}}.$$
(10.24)

Совместное решение уравнений (10.24) и (10.11) приводит к выражению

$$\Phi_{\mathfrak{s},\mathfrak{m}}^{\bullet} = \sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{m},\mathfrak{n}}^{2}} / S_{\mathfrak{u}}.$$
(10.25)

Сравнение формулы (10.21) для расчета приведенной пороговой чувствительности, принятой в СССР, с уравнением (10.25) для вычисления эквивалентной мощности излучения шумов, принятой в США, показывает, что при полосе частот  $\Delta f = 1$  Гц и коэффициенте надежности  $\Delta n = 1$  эти термины имеют одинаковый физический смысл. Это положение позволяет сравнивать приемники, характеризующиеся пороговой чувствительностью и эквивалентной мощностью излучения шумов.

Способность ПЛЭ к обнаружению излучения улучшается с уменьшением эквивалентной мощности излучения шумов, поэтому для оценки качества приемников более удобно пользоваться величиной обратной Ф<sub>э</sub>. ш. Так как эквивалентная мощность излучения шумов большинства ПЛЭ прямо пропорциональна корню квадратному из площади чувствительной поверхности приемника, то для создания критерия оценки приемников, не зависимого от размера чувствительной площадки, введена величина

$$D^* = \sqrt{S_{\pi}} / \Phi^*_{\mathfrak{s}.\mathfrak{u}}, \qquad (10.26)$$

называемая способностью ПЛЭ к обнаружению или его обнаружительной способностью

и имеющая размерность см· $\Gamma$ ц<sup>1/2</sup>·Bт<sup>-1</sup>. Эта величина обозначается функцией вида  $D^*$  ( $\Theta$ K; f;  $\Delta f$ ), например, D (500 K; 900; 1).

Решив совместно выражения (10.25) и (10.26), найдем для расчета способности ПЛЭ к обнаружению потока лучистой энергии при m = 1, создающего на чувствительном слое приемника энергетическую освещенность  $E_{a, \text{пор}}$ , формулу

$$D^* = S_{\mu} \sqrt{S_{\pi} \Delta f} / \sqrt{\overline{U}_{\mu,\pi}^2}.$$
(10.27)

Постоянная времени ПЛЭ  $\tau_n$  — время с начала облучения до момента, когда выходной сигнал достигает определенной части (обычно  $1 - 1/e = 0.63 \simeq 2/3$ ) максимальной величины.

При включении фоторезистора по схеме, приведенной на рис. 10.6, в качестве постоянной времени принимается время с момента прекращения облучения, необходимое для изменения существовавшего при облучении сигнала на 1/e = 0,37 его величины.  $\tau_{\rm n}$  характеризует быстродействие ПЛЭ. Динамичность приемника, кроме собственных свойств, также зависит от характера облучения, схемы включения, рабочей температуры чувствительного слоя. У разных типов ПЛЭ величина постоянной времени изменяется от десятых и сотых долей микросекунды (фоторезисторы Ge : Zn, InSb, фотоумножители и др.) до тысяч и десятков тысяч микросекунд (тепловые приемники). Для определенного типа ПЛЭ постоянная времени при одинаковых условиях стабильна с точностью до 5 ... 10 %.

Частотная характеристика ПЛЭ — зависимость его чувствительности от частоты облучения. При экспоненциальном законе изменения выходного электрического сигнала в зависимости от обучающего потока частотные свойства ПЛЭ без учета спектра шумов характеризуются выражениями:

при синусоидальной модуляции

$$S_{u} = S_{uo} / \sqrt{1 + 4\pi^{2} f^{2} \tau_{\pi}^{2}}; \qquad (10.28)$$

при прямоугольной модуляции

$$S_u = S_{uo} (1 - e^{-\pi f \tau_{\Pi}})/(1 + e^{-\pi f \tau_{\Pi}}),$$
 (10.29)

где S<sub>u</sub> и S<sub>u0</sub> — интегральная вольтовая чувствительность ПЛЭ при частоте облучения f и частоте, близкой к нулю.

Такой характер зависимостей сохраняется для всех видов чувствительности (интегральной, спектральной, пороговой и т. д.).

Для обеспечения надежной модуляции практически допустимой частотой облучения ПЛЭ  $f_{\rm max}$  считается такая, при которой его чувствительность уменьшается не более чем в 2 раза. При этом расчет по приведенным формулам дает условия выбора максимально допустимой частоты облучения ПЛЭ:

при синусоидальной модуляции

$$_{\max} \tau_{\pi} < \sqrt{3}/2\pi \simeq 0.28;$$
 (10.30)

при прямоугольной модуляции

$$f_{\max} \tau_{\pi} < 1, 1/\pi \simeq 0, 32.$$
 (10.31)



Следовательно, общим условием выбора максимально допустимой частоты модуляции может служить приближенное уравнение

$$f_{\rm max} \tau_{\rm ff} \simeq 0.3.$$
 (10.32)

Применение заниженной частоты модуляции нежелательно, так как это приводит к увеличению шумов и потере чувствительности. Например, упоминавшиеся выше легированный германий и сурьмянистый индий имеют повышенную чувствительность при более высокой частоте модуляции, чем сернистый свинец или болометры. Выбор частоты модуляции в пределах, ограниченных этой формулой, необходимо проводить с использованием частотных характеристик приемников излучения или экспериментально по измерениям их чувствительности к излучению заданной длины волны и мощности при изменении частоты модуляции.

На рис. 10.2 даны частотные характеристики неохлаждаемого и фоторезисторов, фотомагнитоохлаждаемых сернистосвинцовых электрического неохлаждаемого сурьмянистоиндиевого фоторезистора, германиевого фотодиода и фотоэлектронного умножителя. Из графиков следует, что оптимальные частоты охлаждаемого фоторезистора из PbS лежат в интервале 30 ... 200 Гц, а неохлаждаемого-300 ... 1000 Гц. Оптимальные частоты германиевого фотодиода 1 ... 7 кГц, а фотоэлектронного умножителя - 15 ... 30 МГц. Чувствительность сурьмянистоиндиевого фоторезистора не зависит от частоты в пределах частот до 100 кГц. Повышение несущей частоты частоту огибающих модуляции излучения позволяет повысить колебаний и, следовательно, уменьшить относительные полосы пропускания ( $\Delta f/f$ ) усилителей несущей и огибающей частоты. Это приводит к уменьшению шумов (у фоторезисторов основного избыточного шума) и повышению отношения сигнал/шум. При назначении рабочей частоты несущей модуляции лучистого потока в анализаторе изображения целесообразно выбирать значение, близкое к верхнему пределу оптимального диапазона частот.

Полоса пропускания приемника излучения определяется его частотными свойствами. Р. Джонсом предложено оценивать ширину эффективной полосы пропускания ПЛЭ двумя способами: в виде  $\Delta f$  для частотной характеристики  $s_u$  (f), т. е. без учета спектра шумов, и в виде ( $\Delta f$ )<sub>э</sub> для частотной зависимости обнаружительной способности  $D^*$  (f), т. е. с учетом спектра шумов [1], по формулам:

$$(\Delta f)_{\Pi} = \int_{0}^{\infty} [S_u(f)]^2 \overline{S}_{u\,\mathrm{max}}^{-2} df; \qquad (10.33)$$

$$(\Delta f)_{\pi, 3} = \int_{0}^{\infty} [D^{*}(f)]^{2} [D^{*}_{\max}]^{-2} df, \qquad (10.34)$$

где  $S_{u \max}$  — максимальное значение чувствительности ПЛЭ в частотной характеристике;  $D_{\max}^*$  — максимальное значение обнаружительной способности приемника излучения.

При этом эффективная полоса пропускания ПЛЭ при частотной характеристике по формуле (10.28), т. е. без учета спектра шумов, связана с постоянной времени т<sub>п. а</sub> следующей формулой [1]:

$$\tau_{\rm m} = 1/4 \ (\Delta f)_{\rm m}. \tag{10.35}$$

При учете спектра шумов постоянную времени рассчитывают по формуле

$$\tau_{n, \nu} = 1/4 \, (\Delta f)_{n, \nu}. \tag{10.36}$$

Из практики установлено, что постоянная времени приемника  $\tau_n$  изменяется под влиянием вариаций коэффициента усиления предварительного усилителя приемника по частоте, а на эффективную постоянную времени  $\tau_{n.3}$  изменение параметров электрической схемы не влияет [1].

Энергетическая характеристика ПЛЭ отражает зависимость его чувствительности от уровня облученности. Эта зависимость, как правило, приближенно линейна только при потоках, близких к пороговой чувствительности. При значительном увеличении облученности чувствительность ПЛЭ уменьшается, так как его внутренние шумы возрастают.

Вольтовая характеристика ПЛЭ отражает зависимость выходного сигнала, шумов и отношения сигнал/шум приемника излучения от величины питающего напряжения. На рис. 10.3



приведена вольтовая характеристика селенистосвинцового фоторезистора. Опти-

Рис. 10.3. Вольтовая характеристика селенистосвинцового фоторезистора:

 $I - изменение U_{II}; 2 - изменение$  $<math>V \overline{U_{III,II}^2}; 3 - изменение отношения$ сигнал/шум мальное отношение сигнал/шум соответствует напряжению питания 120 ... 130 В.

Суммарный шум ПЛЭ является случайной величиной. получающейся в результате сложения внешних шумов от флуктуаций излучения объекта и фонов, а также внутренних шумов от флуктуаций собственных свойств приемника, источника питания и элементов схемы усилителя. В разных ПЛЭ удельная доля составляющих шумов различна. Внешние шумы случайны по своему характеру и существенны по своим значениям во всех случаях. Внутренние шумы ПЛЭ также являются случайными выходными напряжениями типа флуктуаций и обычно характеризуются средней квадратичной величиной их амплитуды. В тепловых приемниках существенно влияние теплового и фотонного (радиационного) шумов. В фотонных ПЛЭ нужно учитывать наиболее часто избыточный шум, а иногда тепловой или генерационно-рекомбинационный. В фотоумножителях решающее значение имеет дробовой шум. Фотонный шум возникает под радиационным влиянием деталей крепления самого приемника и окружающих деталей прибора. Его влияние существенно при приеме низкотемпературного излучения.

Тепловой и фотонный шумы можно уменьшить искусственным охлаждением приемника и окружающих деталей. Наименьшие значения шумов фоторезистора обеспечиваются при строгом соблюдении оптимального режима напряжения питания. Рассмотрение физической природы шумов в схемах приемников излучения и соответствующих расчетных формул в связи со спецификой действия различных типов ПЛЭ проводится ниже применительно к конкретным типам приемников.

Общим условием эффективного использования чувствительности ПЛЭ является подбор предварительного электронного усилителя с такими параметрами, при которых его шум увеличивал бы суммарный шум системы «приемник—усилитель» не более чем на 10 %.

Суммирование средних квадратичных значений шумов приемника  $\sqrt{\overline{U}_{\mu,n}^2}$  и усилителя  $\sqrt{\overline{U}_{\mu,y}^2}$ , являющихся случайными величинами, проведем по формуле

$$\sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{m},\mathfrak{n}-\mathbf{y}}^{2}} = \sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{m},\mathfrak{n}}^{2} + \overline{U}_{\mathfrak{m},\mathbf{y}}^{2}}, \qquad (10.37)$$

где  $\sqrt{\overline{U}_{u.n}^2}$  — шум системы «приемник — усилитель» на выходе усилителя.

Согласно принятому выше условию малой значимости шума предварительного усилителя запишем

$$\sqrt{\overline{U}_{\mathrm{II},\mathrm{n-y}}^{2}} \leq 1,1\sqrt{\overline{U}_{\mathrm{II},\mathrm{n}}^{2}}.$$
(10.38)

Решая совместно формулу (10.37) с уравнением (10.38), найдем соотношение между шумами усилителя и приемника

$$\sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{u},\mathfrak{y}}^{2}} / \sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{u},\mathfrak{n}}^{2}} \leqslant 0,46.$$
(10.39)

395

На практике обычно принимают допустимым

$$\sqrt{\overline{U}^2_{\mathrm{III,y}}} = (1/3 \dots 1/2) \sqrt{\overline{U}^2_{\mathrm{III,III}}}.$$
 (10.40)

Выбор ПЛЭ в значительной степени определяется спектральным диапазоном лучистых потоков, падающих на приемник. Исходными условиями определения рабочего участка спектра длин волн являются спектральный контраст излучения цели, фона и искусственных помех, спектральное пропускание этого излучения внешней средой канала информации и деталями оптической системы, а также спектральный состав собственного излучения нагретых деталей оптической системы и деталей ее крепления. При этом нужно брать ПЛЭ с максимальной чувствительностью на наиболее вероятной длине волны контрастной максимальной интенсивности полезного излучения цели. ПЛЭ должен обладать достаточно высокой чувствительностью в некотором спектральном диапазоне, охватывающем область интенсивного излучения большинства возможных целей.

При подборе приемника излучения по спектральным характеристикам удобно воспользоваться графическим представлением относительной вольтовой спектральной чувствительности  $S_{u\lambda}$ , спектральной интенсивности энергетической светности цели  $m_{\lambda_{II}}$  и коэффициента спектрального пропускания атмосферы  $\tau_{\lambda \, aTM}$  (рис. 10.4). На графике представлены кривые излучения двух целей с максимумами при  $\lambda_6 = 2,6$  мкм и при  $\lambda_7 = 4,75$  мкм. С учетом пропускания излучения атмосферой спектральная интенсивность полезного облучения входного отверстия ОЭП характеризуется величиной

$$m_{\lambda BX} = m_{\lambda \mu} \tau_{\lambda ATM}$$

Зависимость  $m_{\lambda \text{ вх}}$  для целей, излучение которых характеризуется кривыми 6 и 7, представлена на графике кривыми 6' (-..-) и 7' (.....). Спектральная интенсивность энергетической светимости облучения ПЛЭ от цели с учетом коэффициента спектрального пропускания оптической системы (включая оптические свойства чувствительного слоя приемника излучения)  $\tau_{\lambda \text{ опт}}$  и коэффициента усиления оптической системы  $k_{0, \mathbf{v}}$  выразится уравнением

$$m_{\lambda \Pi} = m_{\lambda \mu} \tau_{\lambda a \intercal M} \tau_{\lambda o \Pi \intercal} k_{o.y}. \tag{10.41}$$

Так как спектральное пропускание оптической системы при конструировании можно принять исходя из спектрального максимума величины  $m_{\lambda \text{ вх}}$ , то при подборе приемника излучения нужно ориентироваться на спектральные максимумы кривой интенсивности облучения от цели на входном отверстии прибора. В этом случае при выборе приемника для работы по излучению цели (6) нужно ориентироваться на участки спектра длин волн 2,2 ... 2,4 мкм, 3,3 ... ... 4,1 мкм, а по излучению цели (7) — на участки 3,3 ... 4,1 мкм или 4,6 ... 4,7 мкм.

Воспользовавшись кривыми 1 ... 4 относительной чувствительности ПЛЭ, можно выбрать для цели (6) для первого участка неохлаждаемый сернистосвинцовый фоторезистор, а для второго участка


Рис. 10.4. График к методике спектрального выбора ПЛЭ:  $s_{u\lambda}$  — относительная вольтовая спектральная чувствительность фоторезисторов; PbS при  $\Theta = 293$  K (1); PbS при  $\Theta = 77$  K (2); PbSe при  $\Theta = 293$  K (3); PbTe при  $\Theta = 90$  K (4);  $r_{\rm aTM}$  — коэффициент спектрального пропускания атмосферы (5);  $m_{\lambda\Pi}$  — спектральная интенсивность энергетической светности целей, обладающих свойствами серого тела с максимумом излучения при  $\Theta = 1100$  K (6) и при  $\Theta = 600$  K (7); (-..-.) и (.....) — кривые спектральной интенсивности энергетической освещенности входного отверстия прибора с учетом  $\tau_{\rm aTM}$  для целей (6) и (7) соответственно

фоторезисторы из селенистого или теллуристого свинца. При спектральном соответствии двух имеющихся ПЛЭ предпочтение отдается тому, у которого выше пороговая чувствительность. Например, как следует из графика на рис. 10.5, пороговая чувствительность фоторезистора из селенистого свинца при одинаковых условиях охлаждения несколько ниже, чем у фоторезистора из теллуристого свинца. При цели (7) более благоприятен приемник из теллуристого свинца, так как он обладает высокой чувствительностью на обоих участках спектра длин волн. При этом необходимо установить спектральные фильтры, срезающие помехи с излучением для цели (6) (см. рис. 10.4) с  $\lambda < 1,5$  мкм, а для цели (7) с  $\lambda < 3,3$  мкм.

Фильтрацию излучения малонагретых по сравнению с целью оптических деталей можно обеспечить благодаря селективности ПЛЭ рассмотренных типов. Все они имеют крутой спад кривой чувствительности. Однако в других случаях может возникнуть необходимость в установке дополнительных коротковолновых фильтров непосредственно перед чувствительным слоем ПЛЭ.

Размеры и форму чувствительной поверхности ПЛЭ нужно согласовать с величинами мгновенного и элементарного поля зрения оптической системы и конструкцией растра анализатора изображе-



Рис. 10.5. Величины  $D^*$  инфракрасных приемников, работающих при указанных температурах:

Приемники: 1 — фотовольтический; 2 — фотопроводящий; 3 — термоэлемент; 4 — термисторный болометр; 5 — магнитоэлектрический болометр

Частота прерывания для всех приемников — 1800 Гц, а для InSb (ФЭМ) — 1000 Гц; для магнитоэлектрического бэлометра — 100 Гц; термопары и термисторного болометра — 10 Гц. Предполагается, что каждый приемник имеет полусферический обзор при окружающей температуре 300 К

ния. Чем меньше размер чувствительной площадки ПЛЭ, тем меньше его шумы из-за неоднородности свойств чувствительного слоя. Ограничения в уменьшении площадки одноэлементных ПЛЭ вводятся размером кружка рассеяния оптической преобразующей системы, которому соответствует элементарное поле зрения, и необходимостью обеспечения достаточной частоты несущих колебаний при меньшей, примерно на один порядок, частоте управляющих колебаний. В координирующих приемниках, где управляющая модуляция прерыванием отсутствует, уменьшение чувствительной площадки элементарного ПЛЭ ограничивается размерами кружка рассеяния и технологическими трудностями.

При выборе ПЛЭ важны следующие технические данные: конструктивные, технологические, эксплуатационные и экономические параметры (габариты, механическая прочность, химическая и тепловая устойчивость, стабильность, долговечность и надежность действия, условия охлаждения, технологичность и стоимость). Основные характеристики и технические данные приемников излучения приведены в приложении.

## Типы приемников лучистой энергии

По физическому принципу действия ПЛЭ разделяются на две группы: фотонные, основанные на изменении электрических свойств вещества чувствительной поверхности при освобождении электронов под действием фотонов определенной длины волны, и тепловые, основанные на изменении физических свойств чувствительной поверхности при изменении ее температуры под действием излучения. Фотонные приемники излучения (фоторезисторы, фотогальванические, фотомагнитоэлектрические, фотоэмиссионные) селективны, т. е. действуют в определенном спектральном диапазоне излучения, а тепловые (болометры, термоэлементы, пироэлектрические, эвапорографы, оптико-пневматические, радиационные термопары) — интегральны (неселективны), т. е. действуют под влиянием всех лучей, содержащих тепловую энергию. Как правило, селективные ПЛЭ менее инерционны.

По конструктивному признаку ПЛЭ делятся на одноэлементные и многоэлементные, одноцветные и многоцветные, охлаждаемые и неохлаждаемые. По принципу измерения координат объектов излучения ПЛЭ делятся на некоординатные и координатные.

### Фотонные ПЛЭ

Фоторезисторы. Фоторезисторы называются приемниками излучения, внутреннее электрическое резистивное сопротивление которых изменяется вследствие изменения числа дополнительных носителей тока под влиянием облучения. При изменении интенсивности облучения фоторезистора перераспределяется напряжение между ним и включенным в цепь последовательно с ПЛЭ и источником питания нагрузочным сопротивлением нагрузки *r*<sub>н</sub>, что приводит к изменению напряжения выходного сигнала, снимаемого с сопротивления нагрузки (рис. 10.6).

В световой области широкое применение получили фоторезисторы на основе монокристаллических и поликристаллических соединений сернистого кадмия и селенистого кадмия. В инфракрасной технике распространены фоторезисторы на основе соединений свинца (поликристаллические слои сернистого свинца, селенистого свинца, теллуристого свинца), на основе монокристаллов сурьмянистого индия, арсенида индия, а также германия, легированного золотом, цинком, кадмием, медью. Для области спектра 8 ... 14 мкм применяются ПЛЭ из тройных соединений теллурида ртути-кадмия Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub> Te и теллурида свинца-олова Pb1-xSnx Te (см. рис. 10.5) и табл. 7 приложения. Поликристаллические слои наносятся на диэлектрическую или на внешнюю поверхность стенки внутри охлаподложку сосуда Дюара. ждаемого

Рис. 10.6. Электрическая схема включения фоторезистора в первый каскад усилителя:

U — напряжение питания; r<sub>п</sub> — резисторное сопротивление фоторезистора, обычно приравниваемое его темновому сопротивлению r<sub>r</sub>; r<sub>щ</sub> — сопротивление нагрузки; rC — входной контур предварительного усилителя, ограничивающий частоты полосы пропускания



Охлаждение фоторезисторов обычно производится для улучшения интегральной чувствительности и порога чувствительности, а также смещения максимума спектральной чувствительности и длинноволновой границы в сторону более длинных волн. Фоторезисторы на основе теллуристого свинца эффективны только при охлаждении. При понижении рабочей температуры инерционность фоторезисторов увеличивается. Спектральные кривые чувствительности типовых охлаждаемых и неохлаждаемых ПЛЭ приведены на рис. 10.4 и 10.5.

Методы охлаждения фоторезисторов разделяются на четыре группы.

В криостатных системах в сосуд Дюара вводится, как правило, брикет твердой углекислоты, позволяющий понизить температуру до 195 К.

Адиабатические охлаждающие устройства основаны на поглощении тепла при резком расширении предварительно сжатого газа. Например, использование азота обеспечивает понижение температуры до 77 К.

Устройства с переносом жидкости основаны обычно на том, что жидкий азот в специальном устройстве от нагревания расширяется и по капилляру поступает к чувствительному слою. При этом создается рабочая температура 77 К.

Термоэлектрические устройства, основанные на использовании эффекта Пельтье, обладают высокой надежностью и простотой, но обеспечивают относительно небольшое понижение температуры.

Важную роль в работоспособности фоторезисторов играют собственные шумы. Основные шумы разных типов фоторезисторов указаны в табл. 7 приложения.

Тепловой шум приемника излучения создается в результате того, что при хаотическом тепловом движении электронов число электронов, движущихся в двух противоположных направлениях, в общем случае различно, поэтому в цепи возникает флуктуирующая дополнительная э. д. с., которая является напряжением тепловых шумов, определяется его средним квадратичным значением по формуле Найквиста

$$\sqrt{\overline{U}_{\mathrm{ut.r}}^{2}} = \left(4k\Theta \int_{\dot{f}_{1}}^{\dot{f}_{2}} r(f) df\right)^{1/2},$$

где k — постоянная Больцмана;  $\Theta$  — абсолютная температура чувствительного слоя ПЛЭ; r(f) — резистивное сопротивление ПЛЭ при частоте облучения f;  $f_2 - f_1 = \Delta f_9$  — эффективная рабочая полоса частот ПЛЭ в Гц.

Спектр теплового шума является белым, т. е. амплитуды флуктуационных колебаний теплового шума при данных значениях  $\Theta$ и r(f) одинаковы для всех частот в пределах эффективной полосы частот  $\Delta f_{o}$ , определяемой частотными свойствами входной цепи усилителя  $f_{max} = (rC)^{-1}$ . При постоянстве резистивного сопротивления r(f) в пределах узкой эффективной полосы частот  $\Delta f_{0}$  формула Найквиста приводится к виду

$$\sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{u},\tau}^2} = (4k\Theta r(f)\,\Delta f_{\theta})^{1/2}\,. \qquad (10.42)$$

Генерационно-рекомбинационный шум фоторезистора возникает вследствие флуктуации скорости генерации и рекомбинации носителей тока в полупроводнике из-за случайности актов перехода электронов из одной зоны в другую в процессе возбуждения и рекомбинации свободных носителей. Расчет средней квадратичной величины генерационно-рекомбинационного шума фоторезистора производится по формуле

$$\sqrt{\overline{U}_{\Gamma,p}^{2}} = 2U \frac{r_{\rm H}r_{\rm T}}{(r_{\rm H} + r_{\rm T})^{2}} \left[ \frac{\tau_{\rm D} (\Delta f_{\rm O})}{NV \left[1 + (2\pi/\pi_{\rm H})^{2}\right]} \right]^{1/2}, \qquad (10.43)$$

где U — напряжение питания;  $\tau_{\rm n}$  — постоянная времени приемника (фоторезистора) в с; N — средняя концентрация носителей тока в облученном полупроводнике на единицу объема; V — объем полупроводника в единицах объема; f — частота модуляции излучения в Гц;  $r_{\rm T}$  — темновое сопротивление в Ом.

В наиболее часто применяемых схемах включения фоторезисторов принимают сопротивление нагрузки  $r_{\rm H} = r_{\rm T}$ . Тогда формула (10.43) приводится к виду

$$\sqrt{\overline{U}_{\Gamma,p}^{2}} = \frac{U}{2} \left[ \frac{\tau_{\Pi} \left( \Delta f_{3} \right)}{NV \left[ 1 + (2\pi f \tau_{\Pi})^{2} \right]} \right]^{1/2} \cdot$$
(10.44)

Спектр генерационно-рекомбинационного шума является «белым» только в интервале частот  $f \ll 1/2\pi\tau_n$ . Это объясняется тем, что процесс фотопроводимости носит релаксационный характер при данной постоянной времени фоторезистора  $\tau_n$ .

Избыточный шум фоторезистора — это шумовое напряжение, на которое суммарный шум приемника превышает сумму теплового и генерационно-рекомбинационного шумов. Избыточный шум может превышать другие основные шумы даже на 2 ... 3 порядка. Избыточный шум фоторезистора характеризуется средней квадратичной величиной напряжения в В

$$\sqrt{\overline{U}_{\text{H36}}^2} = \sqrt{Ar_{\text{T}}^2 I^2 (\Delta f_0) / f m_{\text{H36}}}, \qquad (10.45)$$

где A — коэффициент, равный  $10^{-11} \dots 10^{-13}$ ;  $r_{\rm T}$ ,  $(\Delta f_{\partial})$  и f — имеют те же значения, что и в формулах (10.42) … (10.44); I — сила тока в цепи фоторезистора в A;  $m_{\rm H3G}$  — коэффициент, равный или несколько превышающий единицу.

Из формулы (10.45) следует, что избыточный шум обратно пропорционален частоте, поэтому он называется также «1/f—шумом». Очевидно, что его влияние наиболее значительно на малых частотах. Происхождение избыточного шума предположительно связывается с процессами в приповерхностной области полупроводника, а также с наличием барьеров протеканию тока на внутренних контактах и модуляцией излучения. Теория, объясняющая природу избыточных шумов, пока не разработана. На практике избыточные шумы фоторезисторов определяются экспериментально. Избыточный шум также называют токовым.

Радиационный (фотонный) шум является шумовым напряжением в цепи фоторезистора, возникающим под влиянием флуктуаций потока фотонов, падающих на чувствительную поверхность при облучении. (раднации) потоками от внешних источников и собственным излучением приемника. Среднее квадратичное значение суммарной амплитуды флуктуации мощности лучистого потока в этих условиях определяется формулой

$$\sqrt{(\Delta \overline{\Phi}_{\mathfrak{d}, \mathfrak{g}, \mathfrak{n}})^2} = \sqrt{8k} \left( S_{\mathfrak{d}, \kappa_B} \varepsilon_{\mathfrak{d}, \kappa_B} \sigma \Theta_{\mathfrak{d}, \kappa_B}^5 + S_\mathfrak{n} \varepsilon_\Theta \Theta_\mathfrak{n}^5 \Delta f_\mathfrak{d} \right)}, \qquad (10.46)$$

где k — постоянная Больцмана;  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана;  $\Theta_{_{3\mathsf{K}\mathsf{B}}}$  — термодинамическая температура эквивалентного реального излучателя с площадью  $S_{_{3\mathsf{K}\mathsf{B}}}$  и коэффициентом излучения  $\varepsilon_{_{3\mathsf{K}\mathsf{B}}}$ , создающего на чувствительной поверхности приемника интенсивность облучения, эквивалентную интенсивности облучения от всех практически действующих облучателей;  $S_{_{11}}$ ,  $\varepsilon_{\Theta}$ ,  $\Theta_{_{11}}$  — чувствительная площадь, коэффициент излучения и термодинамическая температура приемника (фоторезистора); ( $\Delta f_{_{2}}$ ) — эквивалентная полоса частот цепи фоторезистора-усилителя.

Средняя квадратичная величина напряжения радиационного шума, создаваемого флуктуациями излучения, равна

$$\sqrt{\overline{U}_{\phi\pi}^2} = \sqrt{\overline{S_{\mu}^2 (\overline{\Delta \Phi}_{\partial, \phi\pi})^2}}, \qquad (10.47)$$

где  $S_u$  — вольтовая чувствительность фоторезистора в В/вт;  $V (\overline{(\Delta \Phi_{2, \phi \pi})^2}$  — определяе́тся по формуле (10.46) в Вт.

Из формул (10.46) и (10.47) следует, что радиационный шум не зависит от частоты модуляции и прямо пропорционален корню квадратному из полосы частот. С ростом среднего квадратичного значения суммарной амплитуды радиационных флуктуаций мощности потока, облучающего чувствительный слой, пороговая чувствительность фоторезистора уменьшается. При этом пороговый поток с учетом влияния радиационного шума возрастает до величины

$$\sqrt{\overline{\Phi}_{\mathfrak{d},\mathfrak{nop},\phi\pi}^{2}} = \sqrt{\overline{\Phi}_{\mathfrak{d},\mathfrak{n}\phi}^{2} + (\Delta\overline{\Phi}_{\mathfrak{d},\phi\pi})^{2}}.$$
(10.48)

Формула (10.48) указывает на то, что при высокой собственной чувствительности фоторезистора, когда отношение

$$\sqrt{\overline{\Phi}_{\mathfrak{s.\,nop}}^2}/\sqrt{(\Delta \overline{\Phi}_{\mathfrak{s.\,\phi,l}})^2}$$

мало, общий порог чувствительности фоторезистора определяется в основном радиационным шумом.

Для характеристики величины и частотной области действия шумов фоторезистора на рис. 10.7 приведен его частотный спектр мощности шумов. Избыточный шум превалирует на частотах до 40...50 Гц. На средних частотах (до нескольких тысяч герц) наибольшее значение имеют генерационно-рекомбинационные шумы, Рис. 10.7. Частотный спектр мощности шумов фоторезисторов PbS



спектр которых распространен равномерно с малых частот. Верхний предел «белого» спектра частот генерационно-реком-

бинационных шумов характеризуется соотношением частоты и постоянной времени. Из формулы (10.44) следует, что при высоких частотах, когда  $2\pi f > \tau_n$  и величина  $(2\pi f \tau_n)^2$  быстро растет с увеличением частоты f, значение генерационно-рекомбинационных шумов резко уменьшается. Спектр частот теплового шума занимает область от малых частот до частот более  $10^5$  Гц, ограничиваемых пропусканием контура rC во входной цепи предварительного усилителя  $[f_{max} = (rC)^{-1}].$ 

Фотонный шум фоторезисторов является «белым» во всем спектре частот. Его доля в суммарном шуме мала по сравнению с другими шумами, поэтому среднее квадратичное значение суммарного шума фоторезисторов можно оценивать по формуле

$$\sqrt{\overline{U}_{\text{сум}}^2} = \sqrt{\overline{U}_{\text{iu.r}}^2 + \overline{U}_{\text{г.p.}}^2 + \overline{U}_{\text{#36}}^2}.$$
 (10.49)

Значение суммарного шума фоторезистора обычно уточняется экспериментально.

Частотный спектр шумов (см. рис. 10.7) в совокупности с частотной характеристикой (см. рис. 10.2) позволяют выбрать оптимальную частоту модуляции, при которой отношение сигнала к шуму имеет максимальную величину, обеспечивающую наилучшее значение важнейшей характеристики фоторезистора — порога чувствительности.

Для большинства фоторезисторов после изготовления до установки в прибор необходимо некоторое время работы, в течение которого свойства их довольно значительно изменяются и стабилизуются. Нормальный режим работы фоторезисторов предусматривает ограничения в отношении влажности окружающей среды. Влажность окружающей среды не должна превышать 80 %. В среде с 80 %-ной влажностью чувствительность фоторезисторов заметно уменьшается, а при 100 %-ной влажности она претерпевает резкое и практически необратимое изменение.

Фоторезисторы на основе сурьмянистого индия, а также германия, легированного золотом, цинком и медью, имеют более глубокую длинноволновую границу чувствительности, меньшую инерционность и большую стабильность параметров, чем сернистосвинцовые фоторезисторы (см. табл. 7 приложения). Приемники на основе германия, легированного цинком, чувстввительны на длинах волн до 39,5 мкм. Чем выше длины волны излучения, которое способен принимать приемник, тем более глубокое охлаждение необходимо для его работы. Например, если для приемника на основе германия, легированного золотом, требуется охлаждение до 77 K, то приемник на основе германия, легированного цинком, нужно охлаждать до 5 K.

Параметры схемы включения фоторезистора. Изменение выходного напряжения  $\Delta U_E$ , подаваемого на вход первого каскада усилителя с сопротивления нагрузки  $r_{\rm H}$  (см. рис. 10.6), которое возникает вследствие уменьшения резистивного сопротивления фоторезистора на  $\Delta r_E$  от величины  $r_{\rm T}$  при  $E_{\rm at, II} = 0$  до значения

$$r_E = r_{\rm T} - \Delta r_E \tag{10.50}$$

под воздействием облучения с энергетической освещенностью на чувствительном слое  $\Delta E_{a.n}$ , описывается уравнением

$$\Delta U_E = U_{\rm HE} - U_{\rm H.\,\tau},\tag{10.51}$$

где  $U_{\rm H. T}$  — напряжение, снимаемое с нагрузки в режиме темнового тока;  $U_{\rm HE}$  — напряжение, снимаемое с нагрузки при энергетической освещенности чувствительного слоя приемника  $E_{\rm 2, II}$ .

Из схемы на рис. 10.6

$$U_{\rm H, T} = U r_{\rm H} / (r_{\rm H} + r_{\rm T}), \qquad (10.52)$$

$$U_{\rm HE} = Ur_{\rm H}/r_{\rm H}r_{\rm T} - \Delta r_E. \tag{10.53}$$

Совместное решение уравнений (10.51) ... (10.53) дает для функции  $\Delta U_E$  ( $\Delta r_E$ ) выражение

$$\Delta U_E = U r_{\rm H} \left( \Delta r_E \right) / (r_{\rm H} + r_{\rm T} - \Delta r_E) (r_{\rm H} + r_{\rm T}). \tag{10.54}$$

Из формулы (10.12) для расчета интегральной относительной омической чувствительности фоторезистора

$$\Delta r_{\Pi} = s_r r_{\Pi} \left( \Delta E_{\mathfrak{d}, \mathfrak{u}} \right).$$

В рассматриваемой схеме

$$\Delta r_{\rm m} = \Delta r_E; \ r_{\rm m} = r_E = r_{\rm m} - \Delta r_E.$$

Тогда выражение (10.54) приводится к уравнению

$$\Delta U_E = \frac{Ur_{\rm H}s_r \left[r_{\rm T} - (\Delta r_E)\right](\Delta E_{\vartheta, \Pi})}{(r_{\rm H} + r_{\rm T} - \Delta r_E)(r_{\rm H} + r_{\rm T})}$$
(10.55)

вида  $\Delta U_E$  ( $\Delta E_{3,\Pi}$ ), характеризующему чувствительность схемы фоторезистора. В наиболее часто встречающемся на практике случае изменение внутреннего сопротивления фоторезистора под воздействием облучения мало по сравнению с темновым сопротивлением, т. е.

$$\Delta r_E \ll r_{\rm T},\tag{10.56}$$

и уравнение, характеризующее чувствительность схемы фоторезистора, приобретает вид

$$\Delta U_E = U r_{\rm H} s_r r_{\rm T} \, \Delta E_{\rm o, \, \Pi} / (r_{\rm H} + r_{\rm T})^2. \tag{10.57}$$

Условие обеспечения оптимального значения чувствительности схемы фоторезистора для общего случая найдем, проведя исследование на максимум уравнения (10.55) методом дифференцирования функции  $\Delta U_E(r_{\rm H})$ . Это условие выражается уравнением

$$r_{\rm H, \, OIIT} = \sqrt{r_{\rm T} (r_{\rm T} - \Delta r_E)}, \qquad (10.58)$$

которое в частном случае  $\Delta r_E \ll r_{\mathrm{T}}$  упрощается к виду

$$r_{\rm H, \ OBT} = r_{\rm T}.$$
 (10.59)

Совместное решение формул (10.55) и (10.58), а также (10.57) и (10.59) дает для оптимальных условий уравнения чувствительности схемы фоторезистора:

в общем случае

$$\left(\frac{\Delta U_E}{\Delta U_{0,\Pi}}\right)_{0\Pi T} = \frac{U s_r \sqrt{r_T (r_T - \Delta r_E)} (r_T - \Delta r_E)}{\left[\sqrt{r_T (r_T - \Delta r_E)} + r_T - \Delta r_E\right] \left[\sqrt{r_T (r_T - \Delta r_E)} + r_T\right]}, \quad (10.60)$$

а при  $\Delta r_E \ll r_{\mathrm{T}}$ 

$$(\Delta U_E / \Delta E_{\mathfrak{d}, \, \Pi})_{\mathfrak{o} \Pi \mathbf{T}} = U s_r / 4. \tag{10.61}$$

Из уравнений (10.60) и (10.61) следует, что чувствительность схемы фоторезистора прямо пропорциональна напряжению питания и его собственной относительной омической чувствительности. Напряжение питания фоторезистора во избежание пробоя и увеличения шумов принимают не более 200 В.

Фотогальванические ( $\Phi\Gamma$ ) приемники излучения основаны на использовании полупроводниковых фотодиодов с p-n переходом, обладающих односторонней проводимостью. Они работают в фотодиодном режиме с приложением внешнего напряжения, включенного в запирающем направлении («плюс» к *n*-области), или в вентильном без внешнего напряжения (рис. 10.8). ПЛЭ, работающие в фотодиодном режиме, называются фотодиодами. При облучении фотодиода в нем возникает э. д. с., создающая на нагрузочном сопротивлении  $r_{\rm M}$  полезный сигнал

$$U_{\rm H} = r_{\rm H} r_{\rm \phi \pi} S_{I} \Phi_{\rm e, \pi} / (r_{\rm H} + r_{\rm \phi \pi}),$$

где  $S_I$  — токовая интегральная чувствительность фотодиода;  $\Phi_{\mathfrak{d}.\mathfrak{n}}$  — поток энергии излучения, падающий на чувствительную площадку





Рис. 10.9. Спектральные характеристики терманиевого (ФД-1) и кремниевого (ФД-К1) фотодиодов

фотодиода;  $r_{\phi_{\pi}}$  — внутреннее дифференциальное сопротивление фотодиода, т. е. отношение приращений напряжения и тока фотодиода приприращении облучения.

При фотодиодном режиме  $r_{\phi \pi} > r_{\rm H}$  и  $U_{\mu} = r_{\rm H} S_{\rm I} \Phi_{3, \pi}$ , т. е. ве-

личина полезного сигнала не зависит от внешнего напряжения. Из-за нагревания германиевых и кремниевых фотодиодов током в фотодиодном режиме кривые темнового и светового тока их вольтамперных характеристик с ростом напряжения несколько отклоняются вверх.

Основными видами шумов фотодиода являются:

1) тепловой шум (формула дана выше при рассмотрении фоторезисторов);

2) дробовой шум, обусловленный дискретной природой протекающего через диод тока  $I_n$  и зависящий от величины этого тока. Его среднее квадратичное значение определяется формулой

$$\sqrt{\overline{I}_{\mathrm{m.n}}^2} = \sqrt{2eI_{\mathrm{m}}\Delta f};$$

3) избыточный шум (см. формулу (10.45).

Интегральная пороговая чувствительность фотодиода

$$\Phi_{\mathfrak{d},\operatorname{nop}} = I_{\mathfrak{o}',\operatorname{n}}/S_I \sqrt{\Delta f},$$

где  $S_I$  — интегральная токовая чувствительность фотодиода;  $I_{\text{ш. n}}$  — суммарный шум фотодиода.

Наиболее распространены фотодиоды на основе монокристаллов германия и кремния.

Темновые токи германиевых фотодиодов при нормальной температуре имеют порядок от единицы до двух десятков микроампер, а кремниевых — не превышают единиц микроампер. Темновые токи кремниевых фотодиодов также меньше, чем у германиевых, и при температурах, превышающих комнатные. Германиевые фотодиоды нормально работают до температуры +60 °C, кремниевые — до температуры +80 °C. Их постоянная времени равна десяткам микросекунд. Спектральные характеристики германиевых и кремниевых фотодиодов приведены на рис. 10.9.

Достоинствами рассматриваемых приемников являются: линейность зависимости тока от облученности в большом диапазоне освещенностей, малая зависимость фототоков от температуры, малые габариты, возможность работать с маломощными источниками питания или вообще без них, стабильность свойств при надежной герметизации чувствительного элемента.

Недостатком германиевых фотодиодов является значительное возрастание темновых токов при повышении температуры. Фото-

диоды на основе сурьмянистого индия имеют хорошую пороговую чувствительность. Перспективны фотодиоды на основе арсенала галлия для световой и самой ближайшей ИК-области. Их спектральная чувствительность при нормальной температуре максимальна при  $\lambda =$ = 0,84 мкм и в два раза ниже при длинах волн 0,91 и 0,56 мкм. Повышенная чувствительность этих приемников обеспечивается при достаточно малой инерционности, что неосуществимо при применении в том же спектральном диапазоне фоторезисторов на основе кадмия. Фотодиоды на основе арсенида галлия превосходят кремниевые элементы по диапазону рабочих температур и по частотным свойствам. Созданы фотодиоды на основе мышьяковистого индия и на основе сложных p-n переходов (p-n переход с градационным полем, гетеропереход и т. п.).

Фототриод представляет собой обычный триод, база которого со стороны коллектора облучается и остается обычно неподключенной к внешней цепи. Такое включение носит название схемы с общим эмиттером и нулевым током базы. По сравнению с фотодиодами фототриоды более чувствительны, так как обладают собственным усилением. Их постоянная времени имеет порядок 10 мкс.

#### Фотоэмиссионные ПЛЭ

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ), фотоэлементы с внешним фотоэффектом и электронно-оптические преобразователи (ЭОП) основаны на явлении изменения электрической проводимости между катодом и анодом в вакууме или инертном газе при возникновении эмиссии вследствие выбивания фотонами электронов из катода.

ФЗУ, обладающие при 5 ... 15 каскадах коэффициентом усиления тока 10<sup>4</sup> ... 10<sup>9</sup>, могут найти применение в активных и полуактивных приборах самонаведения, работающих, например, на базе приема отраженной от цели лучистой энергии Солнца или лазеров. Долговечность ФЭУ достигает несколько тысяч часов. ФЭУ с сурьмяноцезиевым и висмутоцезиевым фотокатодами имеют максимум спектральной чувствительности при  $\lambda = 0,45 \dots 0,5$  мкм и спектральные границы чувствительности соответственно при  $\lambda = 0,24 \dots 0,65$  и  $\lambda =$  $= 0,4 \dots 0,8$  мкм. Напряжение питания ФЭУ на каждый каскад равно 20 ... 150 В, а общее при  $n_{\kappa}$  каскадах примерно в  $n_{\kappa}$  раз больше. Выходные анодные токи ФЭУ достигают нескольких десятков миллиампер при темновых токах 10<sup>-5</sup> ... 10<sup>-7</sup> мА. Подробные свеления о ФЭУ изложены в [8].

Пороговая чувствительность ФЭУ, ограничиваемая в основном дробовым эффектом и тепловыми флуктуациями, рассчитывается по приближенной формуле

$$\Phi_{\text{Hop}} = 2 \cdot 10^{-8} V \overline{I_{\text{T}}/S_{I\text{R}}S_{I\Phi\ni\text{Y}}},$$

где  $I_{\tau}$  — темновой ток ФЭУ в А;  $S_{IK}$  — чувствительность фотокатода в А/лм;  $S_{I \Phi \Im Y}$  — чувствительность ФЭУ в А/лм.

Сравнительно меньшее «утомление», сопровождающееся изменением характеристик, свойственно сурьмяноцезиевым фотокатодам.



Рис. 10.10. Электрическая схема включения ФЭУ

Для обеспечения стабильности каскадных напряжений ФЭУ применяется схема делителя напряжения с кремниевыми диодами, имеющими сопротивление, малое по сравнению с последовательно включенной высокоомной нагрузкой (рис. 10.10). При работе ФЭУ в усилительной схеме, когда в его анодной цепи включено высокоомное нагрузочное сопротивление  $r_{\rm H}$  для обеспечения стабильности процесса преобразования в ФЭУ, необходимо выбирать анодное напряжение достаточно высоким, чтобы разность потенциалов между последним эмиттером и анодом соответствовала горизонтальному участку анодной характеристики, выражающей зависимость анодного тока от этой разности потенциалов.

Электронно-оптические преобразователи применяются, например, в инфракрасных прицелах воздушной стрельбы для преобразования невидимой электромагнитной лучистой энергии в излучение светового диапазона. При применении фотокатодов с высокой чувствительностью к первичному потоку излучения многокаскалной электрической фокусирующей системы и экрана с высокой светоотдачей люминофора яркость на экране превышает яркость на фотокатоде в десятки раз. Разрешающая способность ЭОП характеризуется величинами 30 ... 40 линий на 1 мм в центре поля зрения и несколько ниже к периферии. Эффективность действия глаза в визирах прицелов усиливается применением лупы. Изображение с экрана можно также трансформировать на фотопленку или ПЛЭ. Инерционность ЭОП мала, так как она характеризуется в основном временем пролета электронов от фотокатода к экрану. ЭОП обеспечивает высокое отношение сигнала к шуму, так как если передаваемое изображение состоит из  $n_1$  разрешаемых элементов, то собственные шумы системы распределяются по всем n<sub>1</sub> каналам. (В ФЭУ на любой сигнал налагаются шумы со всей площадки фотокатода).

#### Тепловые ПЛЭ

Болометры являются наиболее распространенным типом тепловых приемников. Их действие основано на изменении электрического сопротивления в результате нагревания интегральным потоком лучистой энергии. При работе по интегральному излучению цели неселективность болометров создает определенное преимущество. Болометры имеют значительную инерционность ( $\tau_n = 0, 5 \dots 10$  мс). Металлические и полупроводниковые термисторные боло-

Рис. 10.11. Компенсационная схема включения болометра

метры работают при температуре окружающей среды. Сверхпроводящие болометры нужно охлаждать до низких температур.

Чувствительные элементы металлических болометров выполняются из металлов с большим температурным коэффициентом сопротивления (никель и др.). При малых приращениях температуры рези-



стивное сопротивление металла изменяется от температуры линейно. Полупроводниковые болометры изготовляют обычно на основе соединений никеля, марганца, кобальта. Зависимость сопротивления термисторов от температуры выражается экспоненциальным законом. Для уменьшения тепловых потерь на отдачу в окружающую среду и устранения помех от тепловых конвекционных токов чувствительные площадки болометров размещаются в вакуумированных колбах. Это увеличивает чувствительность болометров. По сравнению с полупроводниковыми металлические болометры имеют небольшое сопротивление, меньшие шумы, большую стабильность свойств, но меньшую интегральную вольтовую чувствительность.

Болометры включаются по мостовой схеме. Помимо рабочего болометра в схеме имеется компенсационный болометр, экранированный от излучения (рис. 10.11). Такая схема исключает влияние изменения температуры окружающей среды и появление ложного сигнала при изменении рабочей температуры болометра.

Пироэлектрических плЭ и ческие ПЛЭ основаны на использовании эффекта возникновения электрических зарядов на поверхности сегнетоэлектрических материалов при их деформациях. Вследствие неравномерного нагрева конденсатора с сегнетоэлектриком падающим на его поверхность лучистым потоком происходит деформация сегнетоэлектрика и возникает разность потенциалов, являющаяся носителем информации о наличии в поле зрения излучателя. Чувствительность пироэлектрических ПЛЭ не зависит от площади чувствительного элемента.

Конструктивно пироэлектрический ПЛЭ, как правило, выполняется в виде прямоугольной пластины из сегнетоэлектрика, передняя чувствительная поверхность которой покрыта хорошо поглощающей золотой чернью. Задняя сторона пластины соединена с теплоотводящим устройством. Электроды в виде токопроводящей пленки толщиной до 100 нм наносятся на переднюю и заднюю поверхности. Пленка на передней поверхности полупрозрачна.

Пироэлектрические приемники при поляризации чувствительных элементов обладают одинаковой высокой чувствительностью к излучению в широком диапазоне спектра от ультрафиолетовых волн до инфракрасных (300 мкм). Приемники работоспособны при высоких температурах и высоких уровнях падающего излучения и не нуждаются в охлаждении. Обнаружительная способность пироэлектрических ПЛЭ ограничивается тепловым и радиационным шумами. На частотах до 2 кГц они обладают лучшей обнаружительной способностью по сравнению с любым другим типом теплового ПЛЭ, а ее значения порядка ( $10^8 \dots 10^9$ ) см $\cdot$ Гц<sup>1/2</sup>. Вт<sup>-1</sup> остаются практически постоянными при изменениях частоты на несколько тысяч герц. Ввиду отсутствия низкочастотных шумов пироэлектрические приемники могут работать в электрических схемах без напряжения смещения.

Так как пироэлектрические ПЛЭ как емкостные элементы имеют высокое сопротивление, то это усложняет их согласование со входным каскадом усилителя.

Пироэлектрические ПЛЭ, созданные в СССР в 1964 г. в Институте физики АК УССР, из тонкого слоя (40 ... 10 мкм) керамики титаната бария ВаТіО<sub>3</sub> с помощью чувствительной поверхности 1 мм<sup>2</sup> имеют порог чувствительности 5·10<sup>-9</sup> Вт/Гц<sup>1/2</sup>, постоянную времени 1 ... ... 20 мкс и вольтовую чувствительность 100 В/Вт. Изготовлены также ПЛЭ с чувствительной поверхностью до 20 мм<sup>2</sup>. Пироэлектрические ПЛЭ на основе монокристалла триглицинсульфата с толщиной пластины 5...10 мкм и чувствительной площадкой 1... ... 5 мм<sup>2</sup> имеют порог чувствительности 10<sup>-9</sup> Вт/Гц<sup>1/2</sup>, внутреннее сопротивление порядка 100 МОм и частоту модуляции излучения до 1000 Гц. Пироэлектрические ПЛЭ закрепляются в термостабилизированной кювете при помощи растяжек из фосфористой бронзы толщиной 20... 30 мкм [2]. В США в середине шестилесятых годов и позднее построены пироэлектрические ПЛЭ с обнаружительной способностью 5 · 10<sup>8</sup> (см · Гц<sup>1/2</sup>)/Вт, а в 1972 г. — с обнаружительной способностью  $10^9$  (см  $\cdot \Gamma \mu^{1/2}$ )/Вт [12], т. е. такого же порядка как ранее в СССР.

### Координатные ПЛЭ

Координатные ПЛЭ вырабатывают выходной электрический сигнал, содержащий информацию о положении изображения цели на чувствительной площадке, т. е. об угловых координатах цели.

Координатные ПЛЭ с непрерывной функциональной зависимостью. Непрерывную функциональную зависимость выходного электрического сигнала от угловых координат точечной цели обеспечивают ПЛЭ, работающие по типу фотоприемника с внутренним фотоэффектом и обладающие боковым фотоэффектом. Боковой фотоэффект — возникновение в полупроводнике с электронно-дырочным переходом типа p—n электрического тока, направленного параллельно плоскости перехода. ПЛЭ с боковым фотоэффектом называется инверсным фотодиодом. Инверсный фотодиод нужно облучать так, чтобы лучи фокусировались на переходе между слоями полупроводника с различными проводимостями. При этом точность определения угловых координат точечной цели максимальна. Рис. 10.12. Схема инверсионного фотодиода: 1 — германиевая пластина л-типа; 2 — таблетка индия; 3 — диск из рекристаллизованного германия р-типа; 4 — выводы

Схема инверсного фотодиода представлена на рис. 10.12. Основная пластина выполнена из германия типа nс удельным сопротивлением 1...2 Ом · см. В основную пластину впаяна таблетка индия, на которую с внешней стороны напаян диск из рекристаллизированного германия типа p с малым удельным сопротивлением (~0,001 Ом · см). На основную пластину напаяны выводы для снятия электрического напряжения.



При облучении приемника на *р—п* переходе возникает первичный фототок принципиально так же, как у обычных фотодиодов. Первичный фототок является сигналом о падении лучистой энергии на приемник, т. е. о наличии в поле зрения излучающей цели. Для снятия этого тока делается обычный для фотодиода вывод, присоединяемый к диску из рекристаллизованного германия. Кроме того, в р-области полупроводника возникают слабые боковые токи, отводящиеся через n-область и выводы на омическую нагрузку r<sub>н</sub>. Если включить параллельно нагрузке гальванометр, то при падении лучистого потока в центральную точку приемника боковые токи проходят в *п*-области до выводов равные расстояния и создают одинаковое изменение электрического напряжения; разность потенциалов на клеммах гальванометра при этом равна нулю. При смещении изображения цели с центральной точки приемника длина пути тока от места падения луча до выводов различна, потенциалы выводов не равны и гальванометр покажет разность потенциалов, величина которой функционально зависит от смещения изображения цели с центральной точки приемника. Для расчета разности потенциалов противоположных выводов инверсного фотодиода рекомендуются две приближенные формулы, справедливые в центральной области между контактами:

1) 
$$U_x = k_r l \ln [(l_R + x)/(l_R - x)]$$
,

где I — основной (продольный) фототок в приемнике;  $l_{\rm R}$  — половина расстояния между контактами; x — смещение изображения точечной цели от центра приемника;  $k_r$  — коэффициент, характеризующий резистивное сопротивление фотодиода, зависящее от проводимости материала и толщины полупроводникового перехода;

2) 
$$U_r = k' \Phi_{a, \pi} \ln [(l_B + x)/(l_B - x)],$$

где  $\Phi_{\partial, n}$  — поток лучистой энергии, падающий на приемник от цели; k' — коэффициент, учитывающий величину  $k_r$  и к. п. д. преобразования лучистой энергии в электрическую.



Рис. 10.13. Зависимость э. д. с. бокового фотоэффекта инверсного фотодиода от смещения изображения точечной цели

Инверсная характеристика фотодиода, показывающая зависимость выходного напряжения тока бокового фотоэффекта от величины смещения точечного изображения цели с центра приемника, представлена

графиком на рис. 10.13. Характеристика обладает высокой линейностью в зоне смещения цели от 0,6 до 1,2 мм. Для того, чтобы использовать линейную зону инверсного фотодиода на самом ответственном участке самонаведения при малых углах рассогласования цели, можно подать на выходные контакты напряжение смещения, что приведет к смещению нулевой точки.

Точность определения угловых координат точечного излучателя при отсутствии фонов с помощью инверсного диода равно 0,1 угловой секунды. Величина ошибки в значительной степени зависит от качества оптической системы, определяющего размер кружка рассеяния и распределение лучистой энергии в кружке, а также от стабильности работы инверсного фотодиода, характеристика которого в значительной степени изменяется при изменении уровня облученности и температуры. Для стабилизации характеристики инверсного фотодиода рекомендуется применять режим насыщения при большой облученности. При этом характеристика удовлетворительно стабильна у германиевых инверсных фотодиодов при температуре до +35 °C, а у кремниевых — до более высоких температуре.

Помехозащищенность инверсных фотодиодов от протяженных фонов можно повысить установкой в ходе лучистого потока модулирующего диска с малым элементарным полем эрения. Важным свойством инверсного фотодиода является то, что он позволяет определить координаты цели в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Для этого основную пластину делают квадратной и на нее напаивают четыре вывода. Каждая пара выводов выдает напряжение, характеризующее угол рассогласования цели по соответствующей оси декартовой системы координат, т. е.  $\varphi_{\mu}$  или  $\varphi_{z}$ .

Инверсные фотодиоды фирмы Electro—Optical Sistems с германиевой основной пластиной чувствительны к излучению с длинами волн до 1,7 мкм, а с кремниевой — в диапазоне 0,5 ... 1,1 мкм. Использование антимонида индия и арсенида галлия позволяет создать высококачественные инверсные фотодиоды, чувствительные к излучениям с длиной волны до 7 мкм.

Основные параметры серии инверсных фотодиодов на германиевой основе, выпускаемых указанной фирмой, следующие: максимальное выходное напряжение 42 мВ на 1 МВт мощности лучистого потока при сопротивлении нагрузки 20 кОм, линейная чувствительность 0,32 мВ на 25 мкм смещения при мощности лучистого потока 1 мВт, угловая чувствительность 16 мкВ на одну угловую секунду



Рис. 10.14. Эвольвентный модулирующий растр следящего прибора с координатным приемником





1 — коммутатор; 2 — модулирующий растр;

3 — инверсный фотоднод

смещения при фокусном расстоянии оптической системы 250 мм и мощности лучистого потока 1 мВт; разрешающая способность 1 мкВ, минимальная обнаруживаемая мощность 0,015 мкВ; постоянная времени 5 мкс; внутреннее сопротивление 3 кОм. Стоимость серийного инверсного фотодиода около 50 долларов.

Для специального инфракрасного следящего прибора этой фирмой создан инверсный фотодиод типа XV-20 на кремниевой основной пластине. Он имеет следующие основные характеристики: величину смещения изображения цели  $\pm 10$  мм; максимум спектральной чувствительности при  $\lambda_{max} = 0.8$  мкм, длинноволновую границу чувствительности  $\lambda_{rp. B} = 1.0$  мкм, постоянную времени 5...7 мкс, внутреннее сопротивление 5 кОм, эквивалентную мощность шумов порядка 10<sup>-9</sup> Вт при частоте модуляции 7000 Гц и ширине полосы пропускания 5 Гц, шумы на частотах выше 500 Гц имеют равномерную спектральную плотность. Этот приемник используется в оптической системе с полем зрения 3,6°, диаметром входного отверстия 118 мм и относительным отверстием 1:2.

Для повышения помехоустойчивости от протяженных фонов перед приемником вращается модулирующий растр с 35-ю непрозрачными ломаными штрихами, состоящими из отрезков эвольвенты (рис. 10.14). Такая форма элементов растра улучшает пространственную фильтрацию от протяженных фонов с прямолинейным краем. Непрозрачное полукольцо на модулирующем диске предназначено для оптического управления коммутатором следящего прибора. Общая компоновка приемника, модулирующего растра и коммутаторов следящего прибора представлены на рис. 10.15. Модулирующий растр вращается со скоростью 200 об/с, обеспечивая частоту модуляции лучистого потока от цели 7000 Гц. Непрозрачное полукольцо является однопериодным прерывателем, создающим частоту оптикоэлектронной коммутации 200 Гц.

Координатные многоэлементные ПЛЭ. Высокоточную зависимость выходного электрического сигнала от угловых координат точечной цели обеспечивают координатные многоэлементные ПЛЭ. Приемник с 30-ю малогабаритными фоторезисторами применен в американском теплопеленгаторе типа Codes. Фирма ACF Industries применила в инфракрасных головках самонаведения 100-элементный мозаичный приемник, состоящий из микрофотосопротивления и работающий с одним общим каналом усиления. По данным фирмы, это позволило в 10 раз повысить чувствительность и увеличить в 3 раза дальность действия новой головки самонаведения по сравнению с существующими образцами. (Однако эти данные могут носить рекламный характер).

Большую роль в создании многоэлементных координатных приемников должно сыграть применение жгутов волоконной оптики. В этом случае можно создать координатные приемники с размером чувствительной площадки элементарных приемников, равным площади сечения микроволокна.

Мозаичная инфракрасная приемная трубка сэлектронным сканированием. Мозаику можно изготовить, например, из стеклянных пластин с размерами  $25 \times 25 \times 25$  мм, покрытых методом вжигания в стекло с одной стороны серебряным компаундом, а с другой стороны титанатом бария. Эти два слоя образуют емкостный элемент распределенного фильтра. Для создания резистивной части фильтра поверхность бария покрывают пленкой палладиума. На слой палладиума нанесен чувствительный слой фотопроводника. После этого каждый элемент *rC*-схемы отделяют от соседних прорезанием узкой канавки. При сканировании электронным лучом по задней поверхности блока элементов на сопротивлениинагрузке (палладиум) облучаемого элемента возникает выходной сигнал.

Выработка напряжения сигнала в мозаичной трубке производится методом накопления, что ограничивает скорость сканирования. Этот недостаток свойственен и рассматриваемому ниже видикону.

Общий вид мозаичной инфракрасной приемной трубки представлен на рис. 10.16, а ее эквивалентная электрическая схема на рис. 10.17. На одной стеклянной пластине размером 25×25 мм можно сделать до тысячи элементов. Для того чтобы синхронизировать напряжение смещения переменного тока на ПЛЭ с воздействием потока лучистой энергии от цели, перед трубкой ставится модулирующий растр, синхронизированный с источником питания переменным током.

Сопротивление элемента, облучаемого потоком от цели, при питании схемы положительным или отрицательным напряжением смещения различно. Это приводит к возникновению условий заряда конденсатора накопления постоянным напряжением, которое интегри-



Рис. 10.16. Мозаичная инфракрасная приемная трубка со сканирующим электронным лучом:

 сканирующий электронный луч; 2 фокусирующие и отклоняющие катушки;
 электронная пушка; 4 — выход сигнала;
 фотопроводящая поверхность



Рис. 10.17. Эквивалентная схема инфракрасной приемной трубки со сканирующим электронным лучом:

I — синхронизированный модулятор; 2 элемент мозаики; 3 — распределенный rC фильтр; 4 — сканирующий электронный луч; 6 — накопительная емкость; 6 выход сигнала; 7 — синхронизированный источник переменного тока смещения

руется в течение периода времени, зависящего от постоянной времени схемы.

Амплитуда выходного сигнала пропорциональна контрасту излучения цели относительно фона, поэтому при отсутствии более мощного, чем фон, излучения и однородном фоне конденсатор накопления не заряжается постоянным током и выходной сигнал отсутствует. Положение цели при выдаче сигнала определяется положением в данный момент электронного сканирующего луча, управляемого отклоняющими обмотками трубки. При создании мозаичных инфракрасных трубок встречаются технологические трудности. Трубки имеют значительные габариты и стоимость и нуждаются в специальных высоковольтных блоках питания отклоняющих обмоток электронной пушки.

Принцип действия его Инфракрасный видикон. основан на сочетании непрерывного чувствительного слоя в виде фоторезистора из сернистого свинца и окиси свинца со сканированием по поверхности этого слоя пучком медленных электронов. Чувствительный слой (рис. 10.18) нанесен на полупрозрачную металлическую подложку. Подложка напылена на сапфировое окно. Пучок электронов создается электронной пушкой, фокусируется магнитными полями основной катушки и дополнительной фокусировочной катушки. Сканирование электронного пучка обеспечивается отклоняющей катушкой. Замедление электронов и изменение направления пучка в целях обеспечения перпендикулярного падения электронов на всю поверхность чувствительного слоя обеспечивается полем, создаваемым сеткой. Наличие тормозящего поля также препятствует образованию ионного пятна. Скорость электронов у поверхности чувствительного слоя определяется потенциалом полупрозрачного металли-



Рис. 10.18. Схема инфракрасного видикона:

1 — сапфировое окно; 2 подложка; 3 — чувствительный слой; 4 — пучок электронов; 5 — электронный умножитель; 6 — электронная пушка; 7 — основная катушка; 8 — дополнительная фокусировочная катушка; 9 — отклоняющая катушка; 10 — сетка

ческого слоя (подложки) и величиной проводимости чувствительного слоя в месте падения электронного пучка.

Если чувствительный слой не облучается, то электроны отражаются от него и попадают в электронный умножитель, вырабатывая сигнал об отсутствии облучения входного окна видикона. При облучении какого-либо участка чувствительного слоя фоторезистора создается местное уменьшение электронного сопротивления слоя. В момент электронной коммутации при достаточно большом токе электронного луча потенциала участка слоя понижается почти до потенциала катода. При этом между полупрозрачным металлическим слоем и поверхностью фоторезистора, обращенной к катоду пушки, создается разность потенциалов, которая на освещенном участке с пониженным резистивным сопротивлением возбуждает электрический ток. Этот ток определит переменный местный потенциал участка чувствительного слоя до момента следующего прихода сканирующего электронного пучка, когда закончится съем выработанного сигнала. За период между двумя последовательными коммутациями потенциал элементарного участка чувствительного слоя уменьшается до величины потенциала электрического смещения на его передней поверхности. Сочетание чувствительный слой — полупрозрачный металлический слой на соответствующем участке представляет собой элементарный конденсатор, скорость разрядки которого на параллельно подключенное сопротивление нагрузки определяется его величиной и емкостью этого конденсатора. Напряжение выходного сигнала увеличивается за период коммутации электронным лучом только при условии, если постоянная времени элементарного контура омическое сопротивление --- емкость, определяющая скорость утечки заряда, больше периода коммутации.

Величина сигнала определяется энергетической освещенностью участка чувствительного слоя, от которой зависит его электрическая проводимость.

Площадь элементарного участка, определяющая разрешающую способность видикона, равна сечению электронного пучка. Видикон с чувствительным слоем из сернистого свинца и окиси свинца чувствителен при длинах волн облучения до 2 мкм. Спектральная характеристика такого видикона с максимумом в световой области дана на рис. 10.19. Диаметр трубки видикона с умножителем равен 50 мм, а без умножителя — 25 мм. Видикон удобно использовать в коорди-

Рис. 10.19. Спектральная чувствительность инфракрасного видикона

наторах цели оптико-электронных пеленгаторов, так как видикон работает со стандартной телевизионной аппаратурой.

Недостатком видикона являются местные шумы на его выходе, возникающие в связи с неодноролностью свойств чувствительного

родностью свойств чувствительного слоя. На экране ЭЛТ этот шум создает ложные сигналы. Это ухудшает условия обнаружения и сопровождения точечных целей в большом поле обзора. Шумы данного экземпляра видикона являются систематическими и поэтому при визуальном наблюдении на экране оператор может их отличить от полезного изображения цели, движущегося в поле зрения.

Можно создать видиконы длинноволновой инфракрасной области на базе других чувствительных слоев. Но в этом случае видиконы сильно усложняются в связи с необходимостью глубокого охлаждения, а иногда применения принципа предварительной равномерной засветки чувствительного слоя (CdS, CdFe, CdSe) излучением другой длины волны.

Диссектор является приемником лучистой энергии, обеспечивающим формирование изображения цели непосредственно на базе фотоэлектронного эффекта без накопления заряда, что позволяет получить более высокую скорость сканирования. В вакуумированном стеклянном сосуде на передней стенке нанесен в виде металлической пленки фотокатод 1 (рис. 10.20, *a*). Анод помещен в противоположном конце сосуда и обычно является входным элементом электронного умножителя. Перед анодом стоит диафрагма. При облучении фотокатод эмитирует электроны, число которых зависит от местной освещенности на поверхности фотокатода. На анод попадают только электроны, прошедшие через отверстие в диафрагме. Отклоняющая система с помощью магнитных полей обеспечивает строчную и кадровую развертку изображения.

Важным положительным качеством диссектора является высокая точность измерения координат излучателя, так как в нем все участки катода работают в одинаковых условиях. Диссектор можно использовать для развертки изображения как при прямом, так и при обратном ходе пилообразного сигнала. В мозаичных трубках и в видиконе с накоплением сигнала необходимость создания одинаковых условий накопления заряда исключает возможность использования обратного хода пилообразного сигнала. Для этого сигналы обратного хода исключают.

Более эффективным является диссектор по схеме 10.20, б, где электронный умножитель выполнен в виде слегка изогнутой стеклянной трубки ( $d \simeq 4$  мм,  $l \simeq 25$  мм), в которой источником вторичной эмиссии служит полупроводниковый слой, нанесенный на ее

14 Лазарев Л. П.





внутреннюю поверхность. Изгиб трубки не позволяет электронам сразу попасть на коллектор. К концам трубки подведена разность потенциалов 1000 ... 2000 В, что создает однородное электрическое поле, вследствие чего электроны двигаются к коллектору. Катод диссектора выполнен из сурьмянистого цезия. Диссектор обеспечивает усиление сигнала примерно в 10<sup>6</sup> раз. Его темновой ток при 20 °C равен 10<sup>-11</sup> А.

Для уменьшения периода сканирования фотокатод диссектора выполняется из нескольких симметрично расположенных зон, например, четырех. При этом число электронных умножителей и отверстий в диафрагме соответственно увеличивается. Зоны фотокатода сканируются последовательно. Электронный тракт каждого канала выдает сигнал со своей несущей частотой.

Диссектор удобен для применения как в приборах самонаведения ЛА, так и в обзорных оптико-электронных пеленгаторах. При использовании многоканального диссектора в телевизионной схеме нужно применять многоканальную ЭЛТ, синтезирующую изображение независимо на каждой четверти экрана при одновременной кадровой и строчной развертке для всех каналов.

При питании электродов диссектора, работающего на частотах от 100 до 1000 Гц, постоянным напряжением от выпрямителей, подсоединенных к сети переменного тока, флуктуации постоянного напряжения создают на выходе диссектора значительные шумы низких частот — фликкер-шумы. Эти шумы являются результатом сложения шумов от флуктуаций питающго напряжения, шумов фотоэлектронной эмиссии и шумов процесса вторичного электронного умножения. При работе диссектора на частотах от 10 до 20 кГц фликкер-шумы малы и ими можно пренебрегать. При работе диссектора на частотах до 1 кГц для исключения фликкер-шумов применяют питание электродов от батарей.

Приборы с зарядовой связью (ПЗС), представляющие собой структуру металл—окисел—полупроводник, которая может накапливать и сохранять в локализованных потенциальных ямах на границе раздела Si—SiO, пакеты неосновных носителей заряда [12], эффективно используются для создания линейчатых и матричных многоэлементных приемников.

Кремниевые ПЗС в системах формирования сигналов инфракрасного изображения используются для уплотнения потока информации или обеспечения временной задержки в интегрировании сигналов от матрицы инфракрасных приемников излучения. Выполнение ПЗС на основе чувствительных к инфракрасному излучению полупроводников позволяет создать монолитные инфракрасные приборы с зарядовой связью (ИК-ПЗС). Соединение приемной матрицы инфракрасных приемников излучения с кремниевым сдвиговым регистром на ПЗС позволяет получать высокоэффективные гибридные ИК-ПЗС, работающие с фотовольтаическими, пироэлектрическими или фоторезистивными ПЛЭ световой и инфракрасной области с числом элементарных площадок до 1,5 ... 2,0 тысяч [12].

# Многоцветные ПЛЭ

Многоцветными называются ПЛЭ, которые воспринимают и преобразовывают в электрические сигналы интегральное излучение, облучающее его чувствительную поверхность, одновременно в нескольких узких спектральных диапазонах. Применение многоцветных ПЛЭ значительно расширяет возможности ОЭП в распознавании наблюдаемых объектов по спектральным характеристикам собственного или отражаемого ими излучения.

Многоцветные приемники изготавливают или в виде матриц, набранных из элементарных площадок, чувствительных к различным спектральным полосам излучения, или в виде многослойного чувствительного объема, в котором каждый предыдущий слой имеет максимальную чувствительность в узком спектральном диапазоне и удовлетворительно пропускает спектральное излучение, к которому чувствительны последующие слои. Изготовление многоэлементных приемников излучения первым способом возможно только в линейчатом виде. При этом по одной прямоугольной координате можно изменять цвет, а по другой - угловую координату излучателя. Вторым способом можно изготовить многоэлементную матрицу, но количество цветовых диапазонов при этом ограничено технологическими трудностями, связанными с изготовлением многослойных элементов с различной спектральной чувствительностью и хорошим пропусканием в других спектральных диапазонах. Значительные трудности в создании многоцветных охлаждаемых ПЛЭ возникают, если слои различных спектральных диапазонов нужно охлаждать до существенно различных температур.

В США разрабатываются многоцветные ПЛЭ, например, в виде матричной четырехэлементной системы из кремниевого фоторезистора, кремниевого фотодиода, иммерсионного термисторного болометра и фоторезистора на основе теллурида ртути—кадмия. Первые три элемента действуют при нормальной температуре, а четвертый охлаждается до 100 К. Элементы матрицы конструктивно установлены отдельно, и энергия излучения в приборе разделяется светоделительными или диспергирующими элементами на четыре самостоятельных канала. Американская фирма «Ханиуэлл» разработала способ изготовления многоцветных фоторезисторов с узкой запрещенной зоной и узкой спектральной полосой чувствительности на базе соединения прозрачной эпоксидной смолой, в едином объеме слоев теллурида ртути — кадмия различного состава. Все слои охлаждаются до одинаковой температуры 178 К, а спектральная чувствительность регулируется изменением мольной концентрации кадмия в расплавленном кристалле. Двухцветный ПЛЭ площадью  $0,25 \times 25$  мм, чувствительный на длине волн 8,4 ... 9,3 мкм и 10,2 ... 11,4 мкм имеет при частоте модуляции 10 кГц обнаружительную способность 3,5 · 10<sup>9</sup> см · Гц<sup>1/2</sup> · Вт<sup>-1</sup>. Трехцветный ПЛЭ площадью 0,5×5 мм, с полем зрения 65° на длинах волн излучения 8,5; 10,5 и 12,75 мкм имеет обнаружительную способность 2 · 10<sup>9</sup> см · Гц<sup>1/2</sup> · Вт<sup>-1</sup> для первого и третьего слоев и 5 · 10<sup>8</sup> см · Гц<sup>1/2</sup> · Вт<sup>-1</sup> для второго слоя [12].

#### 10.4. МЕТОДИКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

Дальность действия ОЭП зависит от параметров и характеристик оптико-электронной системы прибора, характера излучения цели и фонов, влияния среды на проходящие лучистые потоки, а также от взаимного расположения цели, фонов и прибора. В условиях работы прибора самонаведения, как правило, цель является точечной, т. е. она удалена от прибора настолько, что ее угловые размеры не превышают угловых размеров аберрационного пятна рассеяния оптической системы прибора.

Точечная цель наблюдается прибором на однородном или неоднородном протяженном излучающем фоне. Однородным для рассматриваемого прибора является такой фон, неоднородность которого не воспринимается прибором. Для повышения помехоустойчивости оптико-электронного прибора его стремятся проектировать так, чтобы влияние фоновых протяженных помех, а также и точечных искусственных помех не было фактором, существенно ограничивающим его чувствительность. Это можно обеспечить в той или иной степени с помощью оптической пространственной и спектральной фильтрации и электронной фильтрации в электронном тракте. В таких условиях ограничение чувствительности оптико-электронного прибора про-исходит под действием собственных шумов приемника лучистой энергии.

### Дальность действия оптико-электронных приборов при ограничении собственными шумами приемника лучистой энергии

Рассмотрим вопрос о дальности действия ОЭП обнаружения и сопровождения, чувствительность которых ограничена собственными шумами одноэлементного ПЛЭ. При этом предполагается, что шумы электронного тракта в соответствии с рекомендациями, данными в разд. 10.3, малы по сравнению с шумами приемника излучения. Влияние внешних помех оценивается ниже.

Влияние собственных шумов ПЛЭ на чувствительность ОЭП наилучшим образом выявляет отношение полезного выходного сигнала к собственному шуму системы «приемник—усилитель», поэтому необходимо выяснить факторы, от которых зависит это отношение, и найти формулу для его расчета. Полезный выходной сигнал системы «ПЛЭ —электронный тракт» достаточно полно характеризуется его спектром. Дальность действия ОЭП определяется амплитудой сигнала, поэтому в данной задаче целесообразно использовать амплитудный спектр выходного сигнала системы «ПЛЭ — электронный тракт». Спектр выходного напряжения системы «ПЛЭ —электронный тракт» при равномерной чувствительности слоя ПЛЭ является функцией облучающего приемник модулированного лучистого потока, спектр которого  $\tilde{\Phi}_{a.M}(\lambda, f)$ , а также спектра спектральной вольтовой чувствительности ПЛЭ  $\tilde{S}_u(\lambda, f)$  при частоте модуляции f и частотной характеристики электронного тракта  $\tilde{A}(f)$  как постоянного во времени линейного фильтра и описывается уравнением

$$\widetilde{U}_{\mathbf{n}.\mathbf{y}}(f) = \int_{0}^{\infty} \widetilde{\Phi}_{\boldsymbol{\vartheta}.\mathbf{M}}(\lambda, f) \widetilde{S}_{u}(\lambda, f) \widetilde{A}(f) d\lambda.$$
(10.62)

Так как изменение спектральной вольтовой чувствительности ПЛЭ по длине волны излучения и по частоте модуляции взаимно независимо, то для частотной характеристики спектральной вольтовой чувствительности справедливо выражение

$$\widetilde{S}_{u}(\lambda, f) = S_{uf_{\Pi}}(\lambda) \widetilde{S}_{u\lambda_{\Pi}}(f) / S_{u\lambda f_{\Pi}}, \qquad (10.63)$$

где  $f_{\rm m}$  — паспортная частота модуляции лучистого потока, при которой экспериментально определена паспортная спектральная чувствительность ПЛЭ  $S_{u\lambda f_{\rm n}}$ , соответствующая определенной паспортной длине волны излучения  $\lambda_{\rm n}$ ;  $S_{uf_{\rm n}}$  — паспортная спектральная вольтовая чувствительность ПЛЭ, т. е. ее зависимость от длины волны излучения при паспортной частоте модуляции лучистого потока  $f_{\rm n}$ ;  $\tilde{S}_{u\lambda_{\rm n}}(f)$  — спектр паспортной зависимости спектральной вольтовой чувствительности ПЛЭ от частоты модуляции лучистого потока при определенной паспортной длине волны излучения  $\lambda_{\rm n}$ , т. е. паспортная чувствительности ПЛЭ от частоты модуляции лучистого потока при определенной паспортной длине волны излучения  $\lambda_{\rm n}$ , т. е. паспортная чистот ная чистот ная спектральной вольтовой чисто потока при определенной паспортной длине волны излучения.

Обычно при измерении паспортных данных ПЛЭ выбирают λ<sub>п</sub>, соответствующую его максимальной чувствительности. Величина отношения

$$\widetilde{S}_{\mu\lambda_{\Pi}}(f)/S_{\mu\lambda_{f\Pi}} = \widetilde{S}_{\mu\lambda}(f)_{\text{oth}}$$

есть относительная частотная характеристика ПЛЭ, одинаковая для любой длины волны λ<sub>п</sub>.

При растровой модуляции лучистого потока производится кодирование лучистых сигналов в функции времени. Если падающий на растр лучистый поток постоянен во времени по своему спектральному составу, то кодированный по времени спектральный лучистый поток описывается выражением

$$\Phi_{\mathfrak{d},\mathbf{M}}(\lambda,t) = \Phi_{\mathfrak{d}}(\lambda) \Phi_{\mathfrak{d},\mathbf{M}}(t), \qquad (10.64)$$

421

где  $\Phi_{\mathfrak{d}}(\lambda)$  — падающий на модулирующий растр спектральный лучистый поток, не зависящий от времени;  $\Phi_{\mathfrak{d}, \mathsf{M}}(t)$  — кодированный по времени модулирующим растром лучистый поток от точечной цели, не зависящий от спектрального состава лучистого потока.

Тогда временной спектр модулированного лучистого потока, т. е. спектральная плотность мощности модулированного по времени лучистого потока, падающего на ПЛЭ, записывается на основании преобразования Фурье по аргументу *t* в виде

$$\tilde{X}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{\partial_{\bullet, M}}(\lambda, t) e^{-j2\pi j t} dt, \qquad (10.65)$$

а временной спектр модулированного монохроматического лучистого потока выражается уравнением

$$\widetilde{\Phi}_{\partial_{\cdot,\mathbf{M}}}(\lambda,f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{\partial_{\cdot,\mathbf{M}}}(\lambda,t) \, \mathrm{e}^{-j2\pi f t} dt.$$

Подставляя в последнее уравнение значение  $\Phi_{\mathfrak{d}, \mathsf{M}}$  ( $\lambda$ , t) и величину  $\widetilde{X}$  (f) из (10.64) и (10.65), найдем формулу

$$\widetilde{\Phi}_{\mathfrak{d},\mathsf{M}}(\lambda,f) = \Phi_{\mathfrak{d}}(\lambda)\widetilde{X}(f).$$
(10.66)

Спектр выходного напряжения системы «ПЛЭ—электронный тракт» после подстановки в уравнение (10.62) значений величин  $\tilde{S}_u(\lambda, f)$  и  $\tilde{\Phi}_{\mathfrak{d}.M}(\lambda, f)$  из формул (10.63) и (10.66) выразится зависимостью

$$\widetilde{U}_{\pi,y}(f) = \widetilde{X}(f)\widetilde{A}(f)\frac{\widetilde{S}_{u\lambda\pi}(f)}{S_{u\lambda}f_{\pi}}\int_{0}^{\infty}\Phi_{s}(\lambda)S_{uf\pi}(\lambda)\,d\lambda.$$
(10.67)

Используя обратное преобразование Фурье для расчета выходного сигнала системы «ПЛЭ—электронный тракт» как функции времени, запишем формулу

$$U_{\mathrm{ff.y}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{X}(f) \tilde{A}(f) \frac{\tilde{S}_{u\lambda_{\mathrm{ff}}}(f)}{S_{u\lambda_{f_{\mathrm{ff}}}}} e^{j2\pi ft} df \int_{0}^{\infty} \Phi_{\mathfrak{s}}(\lambda) S_{uf_{\mathrm{ff}}}(\lambda) d\lambda. \quad (10.68)$$

Обозначим

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{X}(f) \tilde{A}(f) [\tilde{S}_{u\lambda_{\Pi}}(f)/S_{u\lambda_{\Pi}}] e^{/2\pi f t} df.$$

Входящая в функцию y(t), описывающую форму сигнала на выходе системы, относительная частотная характеристика спектральной чувствительности ПЛЭ  $\tilde{S}_{u\lambda_{\Pi}}(f)/S_{u\lambda_{f_{\Pi}}}$  нормализована относительно частоты  $f_{\Pi}$  и ее можно заменить отношением  $\tilde{D}_{\lambda_{\Pi}}^{*}(f)/D_{\lambda_{f_{\Pi}}}^{*}$ , где  $D_{\lambda_{f_{\Pi}}}^{*}$  паспортная спектральная обнаружительная способность приемника чалучения при паспортных значениях длины волны  $\lambda_{\Pi}$  и частоты модуляции  $f_{\pi}$ ;  $\tilde{D}^*_{\lambda_{n}}$  (f) — спектр паспортной частотной характеристики обнаружительной способности ПЛЭ при паспортной длине волны λ<sub>n</sub>. Тогда формула для *y*(*t*) перепишется в следующем виде:

$$k_{y} = y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{X}(f) \widetilde{A}(f) [\widetilde{D}_{\lambda_{n}}^{*}(f)/D_{\lambda_{f_{n}}}^{*}] \mathbf{e}^{j2\pi ft} df, \qquad (10.69)$$

который удобен при использовании таблиц или графиков спектральной обнаружительной способности приемников излучения.

Функция y(t) описывает во времени форму сигнала выходного напряжения системы, получаемую путем преобразования входного лучистого сигнала точечной цели при определенных характеристиках оптического и электронного линейных фильтров и чувствительности ПЛЭ. Другие члены уравнения (10.68) не зависят от времени, поэтому как средние квадратичные, так и амплитудные (пиковые) значения выходного сигнала  $U_{u,v}(t)$  можно выражать через соответствующие средние квадратичные или амплитудные значения функции y(t).

Условимся обозначать значения выходного сигнала системы  $U_{\text{п. y}}(t)$  так: средние квадратичные — через  $U_{\text{п. y. cp}}(t)$ ; пиковые — через  $U_{\text{п. y. пик}}(t)$ , а соответствующие им значения функции символами  $k_{y\,cp}$  и  $k_{y\,nnk}$ . Тогда среднее квадратичное и пиковое значения выходного сигнала рассматриваемой системы будут

$$U_{\pi, y, cp} = k_{y cp} \int_{0}^{\infty} \Phi_{\vartheta}(\lambda) S_{uf_{\pi}}(\lambda) d\lambda; \qquad (10.70)$$

$$U_{\Pi, y, \Pi \Pi K} = k_{y \Pi \Pi K} \int_{0}^{\infty} \Phi_{\mathfrak{s}}(\lambda) S_{u f_{\Pi}}(\lambda) d\lambda. \qquad (10.71)$$

Для отыскания отношения сигнала к шуму найдем шумовое напряжение на выходе системы «ПЛЭ-электронный тракт», ограниченной, как принято выше, собственными шумами ПЛЭ и имеющей электронный тракт в виде линейного фильтра с частотной характеристикой  $\widetilde{A}$  (f). Если шум на выходе линейного электронного фильтра, как часто предполагают, имеет нулевое значение среднего уровня, т. е. математического ожидания, и гауссовскую функцию распределения плотности вероятностей, то его можно задать спектральной плотностью мощности, т. е. энергетическим спектром на выходе

$$\left|\widetilde{G}_{\Pi,\mathbf{y}}(f)\right| = \left|\widetilde{G}_{\Pi}(f)\right| \left|\widetilde{A}(f)^{2}\right|,$$

где  $|\tilde{G}_{u}(f)|$  — спектральная плотность мощности или энергетический спектр шума на входе линейного электронного тракта, равная спектральной плотности мощности собственного шума ПЛЭ.

Дисперсия, т. е. квадрат среднего квадратичного значения напряжения шума на выходе электронного тракта

$$\overline{U}_{\mathfrak{u}.\mathfrak{n}.\mathfrak{y}}^{2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \overline{G}_{\mathfrak{u}}(f) \right| \left| \widetilde{A}(f)^{2} \right| df.$$
(10.72)

Значения спектральной плотности мощности шума ПЛЭ и частотной характеристики электронного тракта принимаются абсолютными, так как от их знака чувствительность системы не зависит. Используя выражения (10.70) ... (10.72), получим отношение сигнала к шуму на выходе электронного тракта для среднего квадратичного и пикового значений выходного сигнала соответственно

$$\frac{U_{\mathrm{M, y, cp}}}{(\overline{U}_{\mathrm{III, \Pi, y}}^{2})^{1/2}} = \frac{k_{y \mathrm{cp}} \int_{0}^{\infty} \Phi_{\mathfrak{d}}(\lambda) S_{uf_{\mathrm{II}}}(\lambda) d\lambda}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} |\widetilde{G}_{\mathrm{II}}(f)| |\widetilde{A}(f)|^{2} df\right]^{1/2}}, \qquad (10.73)$$
$$\frac{U_{\mathrm{II, y, \Pi IIR}}}{(\overline{U}_{\mathrm{III, \Pi, y}}^{2})^{1/2}} = \frac{k_{y \mathrm{IIIR}} \int_{0}^{\infty} \Phi_{\mathfrak{d}}(\lambda) S_{uf_{\mathrm{II}}}(\lambda) d\lambda}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} |\widetilde{G}_{\mathrm{II}}(f)| |\widetilde{A}(f)|^{2} df\right]^{1/2}}. \qquad (10.74)$$

Выразим отношение сигнала к шуму системы «ПЛЭ—электронный тракт» вместо паспортной спектральной вольтовой чувствительности  $S_{uf_{\Pi}}(\lambda)$  через паспортную спектральную обнаружительную способность  $D_{t_{\Pi}}^*(\lambda)$ .

На основании формул (10.21) и (10.27)

$$S_{uf_{\Pi}}(\lambda) = D_{f_{\Pi}}^{*}(\lambda) \frac{(\overline{U}_{\Pi,\Pi,\mathbf{y}}^{2})^{1/2}}{(S_{\Pi} \Delta f_{\partial,\Pi})^{1/2}},$$
 (10.75)

где  $S_n$  — площадь чувствительного слоя ПЛЭ;  $\Delta f_{a.n}$  — эквивалентная полоса пропускания электронной схемы при измерении паспортных значений спектральной вольтовой чувствительности и спектральной обнаружительной способности ПЛЭ.

Совместно решая уравнения (10.72) и (10.75), получим

$$S_{uf_{\Pi}}(\lambda) = \frac{D_{f_{\Pi}}^{*}(\lambda)}{(S_{\Pi}\Delta f_{\vartheta,\Pi})^{1/2}} \begin{cases} \int_{f_{\Pi}-\Delta f_{\vartheta,\Pi}/2}^{f_{\Pi}+\Delta f_{\vartheta,\Pi}/2} \left| \widetilde{G}_{\Pi f_{\Pi}} \right| \left| \widetilde{A}(f) \right|^{2} \end{cases}^{1/2} df. \quad (10.76)$$

При измерении паспортного шума используется тот же электронный тракт, который был использован при измерении пороговой чувствительности. Эффективная полоса пропускания электронного тракта с центром  $f_a$  берется настолько узкой, что  $\Delta f_{a.n} \ll f_n$ , поэтому в формуле (10.76)  $\tilde{A}(f) = 1$ .

Интегрируя уравнение (10.76) и сокращая  $\Delta f_{s, n}$  в числителе и знаменателе, получим

$$S_{uf_{\Pi}}(\lambda) = D_{f_{\Pi}}^{*}(\lambda) \left( \left| G_{uf_{\Pi}} \right| / S_{\Pi} \right)^{1/2}.$$
(10.77)

Замена  $S_{u_{f_{\Pi}}}(\lambda)$  в уравнениях (10.73) и (10.74) дает для отношения сигнала к шуму на выходе системы «ПЛЭ—электронный тракт» следующие формулы:

для среднего квадратичного значения сигнала

$$\frac{U_{\Pi, \mathbf{y}, \mathrm{ep}}}{(\overline{U}_{\mathrm{ul}, \Pi, \mathbf{y}}^{2})^{1/2}} = \frac{k_{\mathbf{y} \mathrm{ep}} \int_{0}^{\infty} \Phi_{3}(\lambda) D_{f_{\Pi}}^{*}(\lambda) d\lambda}{\left[S_{\Pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left|\frac{G_{\Pi}(f)}{G_{\Pi f_{\Pi}}}\right| |\widetilde{A}(f)|^{2} df\right]^{1/2}};$$
(10.78)

для пикового значения сигнала

$$\frac{U_{\Pi, \mathbf{y}, \Pi \Pi K}}{(\overline{U}_{\Pi, \mathbf{u}, \mathbf{y}}^{2})^{1/2}} = \frac{k_{y \Pi \Pi K} \int_{0}^{\infty} \Phi_{3}(\lambda) D_{f_{\Pi}}^{*}(\lambda) d\lambda}{\left[S_{\Pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left|\frac{\widetilde{G}_{\Pi}(f)}{G_{\Pi}f_{\Pi}}\right| |\widetilde{A}(f)|^{2} d-\right]^{1/2}}.$$
(10.79)

В инженерной практике в целях наивыгоднейшего использования ПЛЭ с определенными паспортными характеристиками стремятся создать условия действия приемника излучения в ОЭП, близкие к паспортным. Если частотная характеристика  $\tilde{A}$  (f) электронного тракта в ОЭП выбрана такой же, как и в приборе для определения паспортных данных ПЛЭ, то можно полагать в формулах (10.78) и (10.79) величину  $\tilde{A}$  (f) = 1. Если заменить реальную полосу пропускания электронного тракта эквивалентной прямоугольной полосой пропускания в соответствии с формулами (10.8) ... (10.10) и средней частотой  $f_{\rm cp}$ , то интеграл в знаменателе формул (10.78) и (10.79) разрешается в следующем виде:

$$\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \left|\frac{\widetilde{G}_{\Pi}(f)}{G_{\Pi f_{\Pi}}}\right| |\widetilde{A}(f)|^2 f d\right] = \left|\frac{G_{\Pi f_{\mathbb{C}\mathbb{P}}}}{G_{\Pi f_{\Pi}}}\right|^{1/2} |A_{f_{\mathbb{C}\mathbb{P}}}| (\Delta f_{\vartheta})^{1/2}.$$
(10.80)

Отношение спектральных плотностей мощности собственного шума ПЛЭ

$$G_{\mathrm{n}f_{\mathrm{cp}}}/G_{\mathrm{n}f_{\mathrm{n}}} = k_{\mathrm{m}f_{\mathrm{cp}}} \tag{10.81}$$

при средней частоте прямоугольной полосы его эквивалентного шума в приборе  $f_{cp}$  и частоте  $f_p$ , при которой определялся его паспортный шум, является относительной частотной характеристикой, т. е. спектральной плотностью мощности собственного шума приемника при рабочей частоте  $f_{cp}$  в зависимости от его паспортного шума. Это позволяет не применять при расчете абсолютное значение спектральной плотности мощности шума, что более удобно. Например при белом шуме  $k_{\rm mfcp} = 1$ . При избыточном шуме 1/f абсолютная величина его спектральной плотности мощности равна отношению постоянной для данного приемника излучения  $C_{\rm q}$  к соответствующей частоте, т. е.  $C_{\rm n}/f_{\rm n}$  или  $C_{\rm n}/f_{\rm cp}$ . Следовательно, в этом случае  $k_{\rm mfcp} = f_{\rm n}/f_{\rm cp}$ .

С учетом выражений (10.80) и (10.81) формулы (10.78) и (10.79) для расчета отношения сигнала к шуму на выходе системы «ПЛЭ электронный тракт» приводятся к виду:

для среднего квадратичного значения сигнала

$$\frac{U_{\Pi, y, cp}}{(\overline{U}_{\Pi, \pi, y}^{2})^{1/2}} = \frac{k_{y cp} \int_{0}^{\infty} \Phi_{\vartheta}(\lambda) D_{f_{\Pi}}^{*}(\lambda) d\lambda}{[k_{\mathrm{II}} f_{cp} S_{\pi}(\Delta f_{\vartheta})]^{1/2}}; \qquad (10.82)$$

и для пикового значения сигнала

$$\frac{U_{\Pi, \mathbf{y}, \mathbf{u}_{\mathsf{H}\mathsf{R}}}}{(\overline{U}_{\mathsf{II}, \mathbf{n}, \mathbf{y}}^{2})^{1/2}} = \frac{k_{y \, \Pi \mathsf{H}\mathsf{R}} \int_{0}^{\infty} \Phi_{\vartheta}(\lambda) \, D_{f_{\Pi}}^{*}(\lambda) \, d\lambda}{[k_{\mathrm{II}f_{\mathbf{C}p}} S_{\Pi}(\Delta f_{\vartheta})]^{1/2}}.$$
(10.83)

При удалении точечной цели со спектральной энергетической силой излучения  $I_{3. \text{ ц}}(\lambda)$  на расстояние L лучистый поток падающий на входное отверстие ОЭП, равен

$$\Phi_{\mathfrak{d},\mathbf{B}\mathbf{X}}(\lambda,L) := I_{\mathfrak{d},\mathbf{U}}(\lambda)\,\tau_{\mathfrak{a}}(\lambda,L)\Omega,$$

где  $\Omega$  — телесный угол с вершиной у цели, опирающийся на эффективную площадь входного отверстия прибора, перпендикулярную линии цели;  $\tau_a$  ( $\lambda$ , L) — коэффициент спектрального пропускания атмосферы на расстоянии L.

В следящих ОЭП самонаведения и сканирующих пеленгаторах, поле зрения которых не превышает нескольких градусов, угол между оптической осью и линией цели можно считать малым, а эффективную площадь входного отверстия практически равной эффективной площади S<sub>вх</sub> входного зрачка, перпендикулярного оптической оси.

При этих условиях

$$\Phi_{\mathfrak{s. BX}}(\lambda) = I_{\mathfrak{s. u}}(\lambda) \tau_{\mathfrak{a}}(\lambda, L) S_{\mathfrak{BX}}/L^2.$$
(10.84)

Лучистый поток Φ<sub>2</sub> (λ), падающий на модулирующий растр, связан с потоком в плоскости входного отверстия зависимостью

$$\Phi_{\mathfrak{s}}(\lambda) := \Phi_{\mathfrak{s}. \mathbf{BX}}(\lambda) \eta_{\text{опт}}(\lambda), \qquad (10.85)$$

где  $\eta_{ont}$  — спектральный коэффициент полезного действия оптической системы при прохождении лучистой энергии от входа до преобразования в электрический сигнал в чувствительном слое приемника. Этот коэффициент учитывает уменьшение лучистого потока вследствие потерь на поглощение в оптических средах и на их границах, при спектральной фильтрации и модуляции, а также из-за экранирования лучистого потока непрозрачными деталями конструкции оптико-механической системы.

Решая совместно уравнения (10.82) ... (10.84), можно найти зависимость, связывающую дальность от цели L с характеристиками излучения цели, атмосферы и прибора. Но ввиду того, что  $\tau_a$  ( $\lambda$ , L) в уравнении (10.84) является функцией расстояния и длины волны излучения цели, то решить уравнение относительно дальности обнаружения цели L в явном виде не представляется возможным. Для исключения зависимости коэффициента пропускания атмосферы от дальности в целях упрощения методики расчета можно принять в функции  $\tau_a$  ( $\lambda$ , L) дальность постоянной, равной ее максимальному значению, заданному техническими условиями на проектирование прибора. При этом на меньших дальностях действительное значение коэффициента спектрального пропускания атмосферы будет выше принятого при расчете.

Дальность действия ОЭП самонаведения по точечной цели при ограничении собственными шумами ПЛЭ на основании уравнений (10.82) ... (10.85) можно выразить формулами: для среднего квадратичного значения сигнала

$$L_{\rm cp} = \left[ \frac{S_{\rm BX} k_{y \, \rm cp} \int_{0}^{\infty} D_{f_{\rm fI}}^{*}(\lambda) I_{\partial, \, \rm I}(\lambda) \tau_{\rm amin}(\lambda) \eta_{\rm OIIT}(\lambda) d\lambda}{m \left[ k_{\rm IIIf_{\rm cp}} S_{\rm II}(\Delta f_{\partial}) \right]^{1/2}} \right]^{1/2}; \quad (10.86)$$

для пикового значения сигнала

$$L_{\Pi H K} = \left[ \frac{S_{\text{B} \chi} k_{y \, \Pi H K} \int\limits_{0}^{\infty} D_{f_{\Pi}}^{*}(\lambda) \, I_{\vartheta, \, \Pi}(\lambda) \, \tau_{a \, \min}(\lambda) \, \eta_{0 \, \Pi T}(\lambda) \, d\lambda}{m_{\text{M} M \Pi} \, [k_{\text{III} f_{\text{C} p}} S_{\Pi}(\Delta f_{\vartheta})]^{1/2}} \right]^{1/2} . \quad (10.87)$$

Отношение сигнала к шуму системы «ПЛЭ — электронный тракт»

$$m = U_{\pi, y, cp} / (\bar{U}_{\mu, \pi, y}^2)^{1/2};$$
 (10.88)

И

$$m_{\rm IIMII} = U_{\rm II. y. IIIK} / (\bar{U}_{\rm II. II. y}^2)^{1/2}$$
(10.89)

при непрерывной или импульсной модуляции называют коэффициентом надежности ОЭП, который характеризует надежность прибора и выбирается разработчиком в зависимости от назначения прибора. В следящем ОЭП величина *m* выбирается в зависимости от заданного значения сигнала рассогласования, соответствующего угловой скорости слежения. В сканирующих поисковых ОЭП эта величина выбирается в зависимости от заданных вероятности обнаружения и степени опасности ложных тревог. Если в следящем приборе применяется непрерывный метод модуляции лучистого потока, то в качестве значения коэффициента надежности принимается *m* как отношение средних квадратичных значений сигнала и шума. При импульсном методе модуляции лучистого потока, а также в любых поисковых системах, где сигнал при обнаружении цели поступает в ОЭП импульсно, в качестве величины коэффициента надежности принимается  $m_{имп}$  как отношение амплитудного (пикового) значения сигнала к среднему квадратичному значению шума.

Для следящих ОЭП самонаведения с непрерывной модуляцией лучистого потока типичны значения 1 < m < 5. В поисковых приборах, а также во всех приборах с импульсной модуляцией лучистого потока  $5 < m_{\rm имп} < 8$  [1].

потока 5  $< m_{имп} < 8$  [1]. Величина  $D_{fn}^*(\lambda)$  находится из графиков спектральной обнаружительной способности или таблиц параметров приемников лучистой энергии (рис. 10.5 и табл. 6... 8 и 10 приложения).

Увеличение дальности действия ОЭП при ограничении собственными шумами ПЛЭ, как это следует из анализа формул (10.83) и (10.87), достигается: увеличением размера входного отверстия; уменьшением размера чувствительной площадки ПЛЭ, эффективной полосы пропускания и относительной частотой характеристики, т. е. спектральной плотности мощности собственного шума приемника излучения  $k_{\rm mfcp}$ ; улучшением спектрального к. п. д. оптической системы и спектральной обнаружительной способности ПЛЭ путем выбора рабочей частоты модуляции и температуры охлаждения, а также повышением коэффициента  $k_y$  путем улучшения частотных характеристик растровой оптической модуляции, электронного тракта и нормированной обнаружительной способности ПЛЭ.

Если спектральная полоса действия ОЭП самонаведения достаточно узка, как часто делается в целях спектральной селекции целей, то спектральный коэффициент пропускания атмосферы и спектральный коэффициент полезного действия оптической системы можно считать приближенно постоянными, соответствующими середине спектральной полосы пропускания, т. е.

$$\tau_{a \min}(\lambda) = \tau_{a\lambda \min}; \quad \eta_{out}(\lambda) = \eta_{out\lambda},$$

и эти величины можно вынести из-под знака интеграла.

Энергетическая сила излучения цели может быть задана в виде продольной и поперечной индикатрис ее излучения (см. рис. 3.3, 3.4, 3.8... 3.10, 3.23). При этом известна интегральная энергетическая сила излучения летательного аппарата *I* (*q*) как функция его курсового угла. При действии ОЭП по интегральному излучению цели индикатрисы дают полную характеристику излучения цели в наиболее вероятных направлениях атаки в продольной или поперечной плоскости. При использовании ОЭП спектрального действия дополнительно необходимо знать спектральную характеристику излучения цели для каждого курсового угла в виде функции относительной спектральной плотности излучения. Если индикатрисы излучения цели неизвестны, а задана термодинамическая температура цели, то спектральную энергетическую силу ее излучения можно приближенно рассчитать следующим образом.

Реальные воздушные цели являются диффузными излучателями, для которых приближенно справедлив закон Ламберта. Если в ка-

честве эффективной излучающей поверхности цели S<sub>и</sub> принять проекцию ее поверхности на плоскость, перпендикулярную линии цели, то ее спектральная энергетическая сила излучения

$$I_{\partial \lambda \mu} = L_{\partial \lambda \mu} S_{\mu}.$$

Спектральная энергетическая яркость цели выражается через спектральную энергетическую светимость  $M_{3\lambda\mu}$  уравнением

$$L_{\mathfrak{s}\lambda\mathfrak{u}} = M_{\mathfrak{s}\lambda\mathfrak{u}}/\pi. \tag{10.90}$$

Спектральную энергетическую светимость цели в спектральном рабочем диапазоне прибора от  $\lambda_{\rm rp.\, H}$  до  $\lambda_{\rm rp.\, B}$  найдем, интегрируя по длине волны спектральную интенсивность энергетической светимости цели  $m_{\Theta_{\rm H}}$  ( $\lambda$ )

$$M_{\mathfrak{d}\lambda\mathfrak{u}} = \int_{\lambda_{\mathrm{Tp},\mathrm{H}}}^{\lambda_{\mathrm{Tp},\mathrm{B}}} m_{\Theta_{\mathfrak{u}}}(\lambda) \, d\lambda. \tag{10.91}$$

Для принятых выше свойств излучения цели величину  $m_{\Theta\lambda}$  ( $\lambda$ ) находим по формулеПланка. Тогда для спектральной энергетической силы излучения цели с температурой  $\Theta_{\mu}$  получим формулу

$$I_{\partial\lambda\mu} = \varepsilon_{\lambda\Theta\mu} C_1 \pi^{-1} \int_{\lambda\Gamma p, \mu}^{\lambda_{\Gamma} p, \mu} \lambda^{-5} \left( e^{C_2 / \lambda\Theta} {}_{\mu} - 1 \right)^{-1} d\lambda, \qquad (10.92)$$

где  $\epsilon_{\lambda\Theta_{\Pi}}$  — коэффициент спектрального излучения цели при температуре  $\Theta_{\Pi}$ .

Приближенно дальность действия в метрах сканирующего пассивного ОЭП в режиме поиска при отсутствии фоновых помех можно рассчитать по формуле:

$$L_{\text{пик}} = 310 \left[ \eta_{\text{опт}} \,_{\lambda} D_{\lambda f}^* I_{\text{э}\lambda \mu} D f_{\text{опт}} \, (m_{\text{имп}} d_{\text{p}})^{-1} (t_{\text{пр}} / n_{\text{п}})^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (10.93)$$

где  $I_{\partial\lambda\mu}$  — спектральная энергетическая сила излучения цели в рабочем спектральном диапазоне прибора в BT/ср;  $\eta_{ont\lambda}$  — спектральный к. п. д. оптической системы, учитывающий потери в оптической системе и в модуляторе изображения (см. разд. 8.8);  $D_{\lambda f}^*$  — спектральная обнаружительная способность приемника лучистой энергии при частоте f в см·гц<sup>1/2</sup>·BT<sup>-1</sup> (см. табл. 6 приложения и график на рис. 10.5); D — диаметр входного отверстия оптической системы прибора в см;  $m_{\rm имп} = \frac{U_c}{\sqrt{\overline{U}_{\rm ш.п.y}^2}}$  — коэффициент надежности им-

пульсного ОЭП, или назначаемое разработчиком отношение сигнала к шуму на выходе оптико-электронного тракта;  $d_p/f_{ont}$  — угловая разрешающая способность оптической системы прибора в рад ( $d_p$  — диаметр аберрационного пятна рассеяния;  $f_{ont}$  — фокусное расстояние оптической системы);  $t_{np}$  — время просмотра заданного телесного угла обзора в с;  $n_n$  — число элементарных чувствительных площадок многоэлементного ПЛЭ. Для одноэлементного ПЛЭ величина  $n_n = 1$ .

Если оптико-электронная система работает по активному или полуактивному методу на базе потока лучистой энергии, отраженной целью, то поток, облучающий входное отверстие прибора, нужно рассчитывать исходя из спектральной мощности излучателя, спектральных потерь энергии на прохождение в атмосфете от излучателя до цели и от цели до прибора, а также с учетом спектральной отражательной способности поверхности цели и ее собственного излучения.

# Дальность действия оптико-электронных приборов при воздействии фонов

Дальность действия ОЭП любого типа, кроме собственных шумов ПЛЭ, зависит от шумов, создаваемых излучением фонов пространства предметов, деталей оптико-механической системы прибора, находящихся в поле зрения ПЛЭ, а также самого приемника. Если ПЛЭ искусственно охлаждается, то шум от излучения самого приемника мал и обычно им пренебрегают. Детали оптико-механической системы прибора по характеру излучения обычно являются серыми телами, число фотонов излучения которых определяется их температурой и коэффициентом излучения.

Наиболее нагретой оптической деталью является прозрачный обтекатель. Близко расположенные к нему зеркала, линзы, световые бленды и детали их крепления нагреваются от обтекателя. Значительным может быть нагрев спектральных фильтров и модулирующих растров вследствие того, что они пропускают только часть упавшего на их поверхность излучения. Уменьшение нагревания и излучательной способности в сторону ПЛЭ деталей оптико-механической системы предусматривается при проектировании путем рационального выбора их конструкции и материалов, применения специальных охлаждающих устройств, а также спектральной и пространственной фильтрации (см. гл. 7 и 8).

Особое внимание уделяется исключению влияния на создание шумов сильно нагретого обтекателя, а также установленных в непосредственной близости от ПЛЭ модулирующего растра и спектрального фильтра. Уменьшение телесного угла поля зрения ПЛЭ для сокращения фонового лучистого потока от боковых деталей оптико-механической системы достигается установкой приемника в охлаждаемый кожух с ограниченным окном.

При проектировании прибора уменьшение и стабилизация излучения деталей оптико-механической системы зависят от разработчика. Излучение фонов пространства предметов не зависит от разработчика прибора, поэтому при расчете дальности действия ОЭПС учет фоновых излучений пространства предметов обязателен.

Вопрос о характеристиках реальных фонов пространства предметов в литературе освещен не в полной мере. Причиной этого является недостаточное накопление статистического материала о характеристиках реальных фонов. В этих условиях учет влияния реальных фонов при расчете дальности действия ОЭП производят приближенно, принимая какую-либо упрощенную удобную для расчета модель реального фона и вводя с помощью коэффициентов дополнительную поправку на предполагаемую возможность отличия реального фона от принятой модели. В первую очередь необходимо учесть воздействие на санирующий поисковый или следящий ОЭП неравномерного фона, относительно которого перемещается мгновенное поле зрения прибора. Таким фоном может быть, например, поле излучения практически всегда неравномерно нагретых неоднородных облачного неба, земной поверхности и атмосферы. При сканировании изображение неравномерного фона в плоскости модулирующего растра и чувствительного слоя ПЛЭ перемещается, что неизбежно вызывает модуляцию фоновых лучистых потоков на рабочей частоте прибора. Суммарный шум от неравномерного фона является функцией спектрального и пространственного распределения излучений поля фона, метода сканирования и принципа действия анализатора изображения, обрабатывающего информацию.

Протяженные фоны (облака, ясное небо, неоднородности атмосферы и др.) считаются постоянными во времени и по спектральному излучению диффузными серыми телами [9]. В этих условиях фон может быть задан средней квадратичной величиной спектральной энергетической освещенности от фонов в плоскости входного зрачка прибора  $\overline{E}_{\mathfrak{s}, \mathfrak{G}, \mathbf{BX}}$ . Тогда среднее квадратичное значение спектрального лучистого потока, падающего на приемник излучения узкопольного ОЭП с малым мгновенным углом поля зрения, описывается выражением

$$\overline{\Phi}_{\mathfrak{s}, \phi}(\lambda) = \overline{E}_{\mathfrak{s}, \phi, \mathfrak{s}_{X}}(\lambda) S_{\mathfrak{s}_{X}} \Omega_{\mathfrak{M} r \mathfrak{H}} \eta_{\mathfrak{o} \mathfrak{l} \mathfrak{r}_{T}}(\lambda), \qquad (10.94)$$

где  $S_{\text{вх}}$  — площадь входного зрачка ОЭП;  $\Omega$  — телесный угол мгновенного поля зрения ОЭП;  $\eta_{\text{опт}}$  ( $\lambda$ ) — спектральный к. п. д. оптической системы прибора.

Прием и обработка шумового сигнала в ОЭП производится так же, как и сигнал от цели, поэтому спектр выходного шумового напряжения системы «ПЛЭ — электронный тракт» при равномерной чувствительности слоя ПЛЭ и линейном законе перемещения изображения по слою можно выразить формулой вида (10.82). Но при этом вместо спектра полезного модулированного монохроматического лучистого потока  $\tilde{\Phi}_{\mathfrak{d}, \mathfrak{M}}$  ( $\lambda$ , f) под знаком интеграла необходимо записать спектр среднего квадратичного значения переменной составляющей модулированного лучистого потока от фона  $\tilde{\Phi}_{\mathfrak{d}, \mathfrak{M}}$  ( $\lambda$ , f).

Среднее квадратичное значение кодированного модулирующим растром по времени спектрального лучистого потока фона описывается выражением

$$\overline{\Phi}_{\mathfrak{d}, \mathfrak{h}, \mathfrak{M}}(\lambda, t) = \overline{\Phi}_{\mathfrak{d}, \mathfrak{h}}(\lambda)\overline{\Phi}_{\mathfrak{d}, \mathfrak{h}, \mathfrak{M}}(t), \qquad (10.95)$$

где  $\overline{\Phi}_{3, \phi, \mathbf{M}}(t)$  — среднее квадратичное значение переменной величины кодированного модулирующим растром по времени лучистого потока от протяженных фонов, не зависящее от спектрального состава этого лучистого потока. Значение  $\overline{\Phi}_{3, \phi, \mathbf{M}}(t)$  отлично от величины

 $\Phi_{\mathfrak{p}, \mathfrak{M}}(t)$  в формуле (10.64) не только в общем случае, но и при кодировании одним и тем же модулятором из-за различия излучателей по геометрическим размерам.

Временной спектр модулированного лучистого потока фона, падающего на ПЛЭ, записывается на основании преобразования Фурье в виде

$$\widetilde{X}_{\Phi}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{\mathfrak{s}, \Phi, \mathsf{M}}(t) \, \mathrm{e}^{-j2\pi j t} \, dt. \qquad (10.96)$$

Временной спектр модулированного монохроматического лучистого потока фона выражается уравнением

$$\widetilde{\Phi}_{\mathfrak{s.}\phi.\mathsf{M}}(\lambda,f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\Phi}_{\mathfrak{s.}\phi.\mathsf{M}}(\lambda,t) \, \mathbf{e}^{-j2\pi ft} \, dt$$

или с учетом выражений (10.95) и (10.96) уравнением

$$\widetilde{\Phi}_{\mathfrak{s}, \mathfrak{h}, \mathfrak{M}}(\lambda, f) = \overline{\Phi}_{\mathfrak{s}, \mathfrak{h}}(\lambda) \widetilde{X}_{\mathfrak{h}}(f).$$
(10.97)

Спектр выходного напряжения системы «ПЛЭ—электронный тракт» при прохождении сигнала от протяженного фона по аналогии с выражением (10.67) имеет вид

$$\widetilde{U}_{\pi, y, \phi}(\lambda, f) = \widetilde{X}_{\phi}(f)\widetilde{A}(f) \frac{\widetilde{S}_{u\lambda_{\Pi}}(f)}{S_{u\lambda_{f_{\Pi}}}} \int_{0}^{\infty} \Phi_{\vartheta, \phi}(\lambda) S_{uf_{\Pi}}(\lambda) d\lambda, \quad (10.98)$$

где все величины, характеризующие ПЛЭ и электронный тракт, одинаковы с величинами, входящими в формулу (10.67).

Среднее квадратичное значение выходного шумового сигнала системы «ПЛЭ—электронный тракт» от воздействия фона запишем, используя обратное преобразование Фурье

$$U_{\mathbf{n},\mathbf{y},\phi}(t)_{cp} = [y_{\phi}(t)]_{cp} \int_{0}^{\infty} \Phi_{\mathfrak{s},\phi}(\lambda) S_{uf_{n}}(\lambda) d\lambda, \qquad (10.99)$$

×

где функция

$$[y_{\phi}(t)]_{cp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{X}_{\phi}(f) \tilde{A}(f) \frac{\tilde{S}_{u\lambda_{\Pi}}(\lambda)}{S_{u\lambda_{f_{\Pi}}}} e^{j2\pi i f} df$$

описывает во времени форму шумового сигнала выходного напряжения системы, получаемую путем преобразования входного лучистого сигнала от протяженного фона.

Заменив, как и в формуле (10.99), нормированную вольтовую чувствительность через нормированную обнаружительную спо-
собность, получим для среднего квадратичного значения этой функции формулу

$$k_{y \ \Phi. \ cp} = [y_{\Phi}(t)]_{cp} \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{X}_{\Phi}(f) \ \widetilde{A}(f) \ \frac{\widetilde{D} \dot{h}_{n}(f)}{D^{*}_{\lambda f_{n}}} \mathbf{e}^{j2\pi f t} \ df.$$
(10.100)

Тогда отношение средних квадратичных значений сигнала к шуму на выходе ОЭП, следящего за точечной целью в условиях влияния протяженного фона, на основании выражений (10.70), (10.99) имеет вид

$$\frac{U_{\mathrm{n.}\,y.\,\mathrm{cp}}}{U_{\mathrm{n.}\,y.\,\phi.\,\mathrm{cp}}} = \frac{k_{y\,\mathrm{cp}}\int_{0}^{\infty} \Phi_{\vartheta}\left(\lambda\right) S_{ul_{\mathrm{n}}}\left(\lambda\right) d\lambda}{k_{y\,\phi.\,\mathrm{cp}}\int_{0}^{\infty} \Phi_{\vartheta}\left(\lambda\right) S_{ul_{\mathrm{n}}}\left(\lambda\right) d\lambda}.$$
(10.101)

Так как паспортная спектральная вольтовая чувствительность  $S_{uf_{n}}(\lambda)$  есть в числителе и знаменателе, то вместо нее можно записать паспортную спектральную обнаружительную способность  $D_{I_{n}}^{*}(\lambda)$ .

Совместное решение уравнений (10.84), (10.85), (10.94) и (10.101) дает для расчета дальности действия ОЭП по точечной цели в условиях ограничения шумом, заданным средним квадратичным значением освещенности от излучения протяженного фона в плоскости входного зрачка прибора, формулу

$$L_{\rm cp.\,\phi} = \frac{k_{y\,\rm cp} \int_{0}^{\infty} I_{\vartheta,\rm II}(\lambda) \,\tau_{\rm a\ min}(\lambda) \,\eta_{\rm OHT}(\lambda) \,D_{I_{\rm n}}^{*}(\lambda) \,d\lambda}{mk_{y\,\phi.\,\rm cp}\Omega_{\rm MFH} \int_{0}^{\infty} \overline{E}_{\vartheta.\,\phi.\,\rm BX}(\lambda) \,\eta_{\rm OHT}(\lambda) \,d\lambda}, \qquad (10.102)$$

где отношение средних квадратичных значений сигналов ОЭП от излучения точечной цели и протяженного шума заменено через коэффициент надежности прибора *m*.

Из формулы (10.102) следует, что при ограничении шумами фона дальность действия ОЭП нельзя повысить увеличением площадки входного зрачка системы  $S_{\rm Bx}$ . Величина  $L_{\rm cp.\,\phi}$  не зависит от  $S_{\rm Bx}$ в силу пропорциональности стоящих в числителе и знаменателе формулы (10.101) величин входных лучистых потоков от цели и фонов площадки входного отверстия. Влияние мгновенного телесного угла поля зрения ОЭП на дальность его действия в условиях протяженного фона очевидна. Чем меньше  $\Omega_{\rm MrH}$ , тем больше  $L_{\rm cp.\,\phi}$ . Уменьшение  $\Omega_{\rm MrH}$  ограничивается величиной элементарной площадки растра, размеры которой должны быть не менее размеров пятна аберрационного рассеяния оптической системы ОЭП. Повышение дальности действия ОЭП можно получить также путем увеличения отношения  $k_{y cp}/k_{y \phi, cp}$ , т. е. за счет улучшения частотной характеристики системы оптической пространственной и электронной фильтрации сигнала от точечной цели относительно сигнала от протяженного фона.

Оценку степени ухудшения чувствительности ОЭП самонаведения под влиянием фоновых помех можно приближенно выполнить также с помощью коэффициента потери чувствительности ОЭП из-за помех фона  $k_{\phi. H}$ .

Расчет величины  $k_{\phi, \mathbf{H}}$  оптико-электронного прибора с импульсной модуляцией, приемником излучения с белым шумом, а также оптимальным электронным фильтром рекомендуется проводить согласно [7] по следующей формуле:

$$k_{\Phi. \mathrm{H}} = \left[1 + 0.17 \pi D^2 \eta_{\mathrm{JHT} \lambda} \frac{D_{\lambda f}^*}{f_{\mathrm{OHT}}} \left(\frac{2\omega_{\mathrm{MFH}}}{r} \sigma_L S_{\mathrm{H}} t_{\mathrm{HMH}}\right)^{1/2}\right]^{1/2}, (10.103)$$

найденной при следующих предположениях:

— цель — точечный излучатель;

— фон — нормальный стационарный, заданный в виде спектра лучистости  $G_L(p, q)$ , где p и q — пространственные частоты по осям декартовых координат x и q;

— сканирование, обеспечивающее относительное перемещение изображения и приемника в процессе оптической модуляции, выполняется по линейному закону;

— площадка ПЛЭ — квадратная или круглая, ее чувствительность равномерна, а размеры превышают размеры пятна рассеяния оптической системы;

— ПЛЭ безынерционен, а его шум в пределах рабочей полосы частот прибора постоянен.

Если чувствительная площадка приемника в направлении поискового сканирования существенно меньше, чем в перпендикулярном направлении, то формула (10.103) дает значение коэффициента потерь  $k_{\phi.\,\mu}$ , несколько завышающее приборную обнаружительную способность по сравнению с действительной. Если шум приемника излучения не белый, а уменьшающийся с частотой, то фактическая обнаружительная способность прибора будет несколько хуже, рассчитанной с использованием формулы (10.103).

В формуле (10.103) приняты следующие обозначения: D — диаметр входного отверстия прибора;  $\eta_{онт \lambda}$  — спектральный к. п. д. оптической системы прибора;  $f_{онт}$  — фокусное расстояние оптической системы прибора;  $2U_{\rm MFH}$  — угловой размер чувствительной площадки приемника излучения в направлении сканирования; r — радиус корреляции (в угловой мере) фона, корреляционная функция которого имеет вид

$$R(\rho) = \sigma_L \mathbf{e}^{-|\rho|/r};$$

 $\sigma_L$  — дисперсия лучистости фона;  $S_{\rm ff}$  — площадь чувствительной площадки ПЛЭ;  $t_{\rm ffMH} = 2\omega_{\rm MFH}/\omega_{\rm cff}$  — длительность импульса сиг-

нала на выходе ПЛЭ на уровне более 0,5 амплитуды импульса излучения точечного объекта при сканировании с угловой скоростью ω<sub>ск</sub>.

Дальность действия импульсного ОЭП самонаведения по точечной цели в условиях нормального стационарного фона можно рассчитать на базе формул (10.86), (10.87) и (10.93), подставив в них вместо паспортной обнаружительной способности ПЛЭ величину, уменьшенную в число раз, равное коэффициенту  $k_{\phi. H}$  потери чувствительности прибора из-за помех нормального стационарного фона. При этом

$$L_{\phi, H} = L(k_{\phi, H})^{-1/2}; \qquad (10.104)$$

$$L_{\phi, \mu\lambda} = L_{\lambda} (k_{\phi, \mu})^{-1/2}, \qquad (10.105)$$

где  $L_{\phi. \, \mathrm{H}}$  и  $L_{\phi. \, \mathrm{H} \, \lambda}$  — дальность действия ОЭП самонаведения по точечной цели в условиях нормального стационарного фона при использовании интегрального или спектрального излучения соответственно; L и  $L_{\lambda}$  — дальность действия ОЭП самонаведения по точечной цели при ограничении собственными шумами ПЛЭ, рассчитанная по формулам (10.86), (10.87) и (10.93) при использовании интегрального или спектрального излучения соответственно.

Формулы (10.103) ... (10.105) справедливы для круглых и квадратных чувствительных площадок и при белом шуме ПЛЭ. Если эти условия не соблюдены, то формула (10.103) дает завышенное значение коэффициента потерь, т. е. дальность действия ОЭП при наличии шума в меньшей степени отличается от дальности действия того же прибора в отсутствие фоновой помехи. Например, при падающем с частотой модуляции шуме ПЛЭ, что характерно для фоторезисторов, оптимальный электронный фильтр осуществляет дифференцирование низких частот даже в отсутствие фоновых помех. При этом отличие чувствительности ОЭП при шумах и при их отсутствии менее существенно.

#### Глава 11

#### ОПТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ТРЕНАЖЕРАХ И ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ СТЕНДАХ

#### 11.1. ЗНАЧЕНИЕ ТРЕНАЖЕРОВ И ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ СТЕНДОВ В РАЗРАБОТКЕ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ И В ПОДГОТОВКЕ ЛЕТНОГО СОСТАВА

Автоматизация управления различными процессами позволяет все в большей степени исключать человека-оператора из системы управления. Однако большей частью в управлении быстродвижущимися объектами из-за сложности и случайности условий их движения пока невозможно заменить человека-оператора какимлибо чувствительным элементом, замыкающим систему управления.

Практически невозможна замена летчика в управлении пилотируемыми летательными аппаратами, а также замена летчика автоматом в условиях маневренного и группового полета, при посадке самолета на необорудованную площадку, в некоторых аварийных условиях при испытаниях и отработке опытных образцов самолетов и во многих других случаях.

Чрезвычайно сложна проблема замены наводчика автоматом в системах наведения оружия или управляемых снарядов на цель на фоне местности, так как в этих условиях цели часто не излучают и не отражают какой-либо вид электромагнитной энергии достаточно контрастно относительно фона. Качество работы оператора в системе наведения или управления в значительной степени зависит от его предварительной тренировки.

В период возникновения быстродвижущейся техники тренировка операторов проводилась на самих быстродвижущихся объектах. В связи с чрезмерно высокой стоимостью эксплуатации быстродвиджущихся объектов, большой опасностью при тренировках в реальных условиях другими неудобствами тренировки на этих объектах созданы тренажеры, которые в той или иной мере имитируют в лаборатории действительные условия движения объекта и позволяют осуществлять тренировку более простыми средствами.

В последние годы в наиболее развитых странах тренажеростроение получило большое развитие. Большое внимание вопросам тренажеростроения уделяет зарубежная периодическая печать. Многие авторы освещают вопросы экономичности применения тренажера. В таблице приведены сравнительные данные стоимости экс-

Часовая стоимость эксплуатации в канадских долларах

	Самол	ет	_	The-		
B-36	B-50	F-86	F-86 B-17			
1024	421	145	97	10,8		

плуатации самолетов и тренажера.

В США стоимость полета на реактивном самолете с учетом капитальных вложений считается 2000 долларов в час, а соответствующая стоимость тренировки на тренажере самолета — 150 долларов в час. Эксплуатационная стоимость полета на реактивном самолете 600 долларов в час, а тренировки на соответствующем тренажере

42 доллара в час. Стоимость полета современного четырехмоторного пассажирского самолета составляет примерно 550 долларов в час, а расходы на эксплуатацию соответствующего комплексного тренажера не превышают 30 долларов в час.

Можно считать, что стоимость тренировки на тренажере в 10 ... ... 100 раз дешевле, чем на самолете. Для отработки отдельных групп приемов управления наибольший экономический эффект дает применение специализированных тренажеров. Комплексные тренажеры, более универсальные, но более дорогие по начальным затратам и в эксплуатации, целесообразно применять в завершающей фазе тренировки, поэтому нельзя согласиться с мнением некоторых специалистов, утверждающих, что создание специализированных тренажеров с появлением комплексных потеряло смысл. Правильнее считать, что специализированные и комплексные тренажеры взаимно дополняют друг друга. Относительно высокая стоимость, длительность и трудоемкость создания и меньшая надежность в эксплуатации комплексных тренажеров делают специализированные тренажеры незаменимыми для массовой тренировки. Важную роль играют специализированные тренажеры для отработки взлета и посадки самолетов и КЛА, слепого полета по приборам, пилотажа с ориентировкой по видимому горизонту, процесса встречи ЛА с планетами. Естественно, что завершающая тренировка взаимодействия членов экипажа при решении всей полетной задачи возможна только на комплексном тренажере. Тренажеры обеспечивают лучше, чем самолет, вертолет или КЛА, условия для объективного контроля качества работы тренирующегося. В тренировке летчиков и космонавтов в аварийных условиях и в непредвиденных ситуациях в учебных полетах тренажеры создают возможности, недопустимые на реальных ЛА в воздухе и космосе. Задача повторения условий тренировочной операции в тренажерах решается значительно проще и надежнее. Из изложенного очевидно, что создание и применение тренажеров в авиации и космонавтике весьма эффективно.

В системе развития профессиональных навыков пилотов, космонавтов и других членов экипажа ЛА в обучающих тренажерах необходимы моделирование различных обстановок, встречающихся в практике управления соответствующим объектом, а также оценка деятельности обучаемого. Конструктивное исполнение и оснастка рабочего места в тренажере, а также предъявляемая обстановка должны как можно естественнее моделировать условия работы на реальном объекте управления.

Процесс обучения на тренажере сводится к предъявлению обучаемому некоторой обстановки или комбинации обстановок с последующей оценкой его деятельности. Последовательность предъявления заданий определяется принятой методикой обучения, причем момент перехода к каждому новому заданию определяется качеством и надежностью выполнения предыдущего. Создание новых, более современных самолетов и КЛА привело к значительному возрастанию требований к точности, быстроте и надежности управления ими. Это, в свою очередь, потребовало усовершенствования как средств, так и методики обучения управлению объектами.

Современный уровень развития оптикоэлектроники, быстро возросший на базе лазерной техники, голографии и других достижений науки и техники, и дальнейшее совершенствование теории управления и вычислительной техники позволили значительно приблизить условия работы обучаемого на тренажере к реальным благодаря значительному усовершенствованию предъявляемого зрительного образа, сделали более гибкой и универсальной систему моделирования обстановок.

При создании тренажеров и динамических исследовательских стендов одной из важнейших является проблема визуализации, обстановки, наблюдаемой оператором в реальных условиях.

В современных тренажерах и стендах с помощью вычислительных устройств успешно вырабатываются законы относительного движения местности, облачности, планет, небесных светил, летатель-

ных аппаратов и других движущихся объектов, искусственных помех. Большие трудности встречаются в решении проблемы создания в практически приемлемых габаритах устройств для изображения предметов, визуально наблюдаемых в реальных условиях.

Объектами наблюдения пилота и космонавта могут быть поверхность Земли и планет, Солнце, звезды, удаленный горизонт, улицы, дороги, автомашины, мотоциклы, пешеходы, облака на фоне неба, самолеты, космические летательные аппараты, искусственные помехи и т. д. При этом наблюдение может производиться как с неподвижного относительно Земли или планеты пункта управления, так и с быстродвижущихся объектов. Общими случаями, в условиях которых оператору приходится вести наблюдение за быстродвижущимся объектом с быстродвижущегося основания, являются групповые полеты, встречи и посадка самолетов и стыковка КЛА. Рассмотрим условия работы операторов в общем случае, имея в виду при этом, что некоторые задачи, решаемые операторами на других объектах, можно представить как частные случаи.

В режимах поиска, сближения и встречи или стыковки летательный аппарат совершает маневры, обеспечивающие обнаружение цели радиотехническими, оптико-электронными или оптическими визуальными средствами наблюдения. При оптическом наблюдении летчик может обнаружить цель на расстоянии нескольких километров. В первый период наблюдения на дальностях свыше 2 ... 3 км пилот видит другой самолет, не ощущая точно его размера и конфигурации. На меньших расстояниях пилот видит этот самолет достаточно четко, чтобы определить его тип и размеры, но его мелкие детали он может различать только на малых дистанциях перед встречей, поэтому для визуализации в тренажере и стенде необходимо создать изображение объемного объекта таким образом, чтобы по видимой форме и размеру пилот мог определить его тип и относительное положение в пространстве.

Положение объемной цели в связанной системе координат самолета определяется с помощью угловых координат геометрического центра цели, дальности цели и углов наклона осей связанной системы координат цели относительно основной связанной системы координат. Оператор тренажера должен воспринимать следующие перемещения цели, происходящие в относительной системе координат:

а) угловое перемещение видимого геометрического центра цели;

б) изменение видимых угловых размеров цели при увеличении или уменьшении дальности;

в) угловое перемещение корпуса самолета-цели вокруг видимого геометрического центра цели. Видимым геометрическим центром цели при воздушной стрельбе называется точка цели, совпадающая с центром дальномерного кольца, обрамляющего наблюдаемый самолет.

Следовательно, при моделировании в тренажере необходимо воспроизвести все эти видимые пилотом перемещения цели. Решение этой задачи в тренажерах с кинопроекционной имитацией движения

цели осуществляется в условиях заранее принятой программы перемещения объектов, участвующих в относительном движении. Эти условия существенно искажают характер тренировки, ограничивая возможность произвольного изменения условий имитации.

#### 11.2. ОПТИЧЕСКИЕ ИМИТАТОРЫ БЫСТРОДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ В ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ СТЕНДАХ И ТРЕНАЖЕРАХ

Наиболее перспективными являются оптические или оптикотелевизионные моделирующие устройства, обеспечивающие имитацию произвольного относительного движения объемной цели в достаточно широких диапазонах дальности, углов визирования и относительных угловых скоростей и ускорений. Работы в области создания моделирующих устройств такого типа ведутся в последние годы в Советском Союзе и за рубежом.

В авиационном стрелковом тренажере СТЛ-2 для имитации движения цели применено диаскопическое проектирование на плоский полупрозрачный экран в темном помещении светящегося силуэта самолета с непрерывным изменением его размера в функции дальности и перемещением по угловым относительным координатам. Кроме того, силуэту самолета за счет вращения диапозитива сообщается непрерывный поворот вокруг оптической оси проецирующего светового пучка. Авторами тренажера этот поворот назван вводом угла крена. Это название соответствует действительности только в том случае, когда оптическая ось проецирующего светового пучка и центр цели совпадают с нулевой линией визирования прицела. Во всех других случаях этот поворот создает, вообще говоря, какое-то видимое вращение силуэта цели.

Однако это вращение не моделирует ввода угла крена. Но даже и такие неполноценные эволюции самолета-цели оказывают некоторое положительное влияние на приближение условий процесса прицеливания по воздушной цели к действительности. В этом же направлении действует имеющееся в тренажере кинопроекционное устройство для проектирования на экран горизонтального движения местности. В этой схеме не обеспечивается изображение объемности самолета и его разворотов по курсовому углу. Точность показаний на шкале дистанции, вводимой панкратической оптической системой этого тренажера, чрезвычайно мала.

В США построен тренажер, в котором изображение движущегося самолета-цели создается оптико-телевизионным прибором с последующей оптической проекцией на железобетонный экран в виде четверти сферы диаметром 8 м.

В МВТУ им. Н. Э. Баумана разработан метод моделирования перемещений объемной быстродвижующейся цели в относительной системе координат, в основу которого положен оптический принцип воспроизведения всех основных движений цели [1].

Для имитации изменения дальности применяются оптические системы переменного увеличения, действующие за счет относительных перемещений отдельных компонентов сложных оптических систем. При этом удается сохранить хорошую неподвижность предметной плоскости и плоскости изображения. При этом создание системы переменного увеличения большой кратности затруднено в связи с нарушением аберрационных качеств системы при перемещениях ее компонентов. В основу создания оптических систем переменного увеличения можно положить также схему с одним или двумя перемещающимися компонентами, межлинзовые расстояния которых неизменны, и перемещающейся предметной плоскостью. По этому методу сравнительно простыми техническими средствами при габаритах, допустимых в условиях проектора, можно построить систему переменного увеличения с большой кратностью.

На базе промежуточных вариантов рассчитаны и построены однокомпонентные проекционные оптические системы переменного увеличения с кратностью до 10 ... 15. Перемещения объектива и предметной плоскости осуществлены с помощью потенциометрических следящих систем. Исследование законов перемещения объектива и предмета дало возможность ограничиться применением в системах привода только одного нелинейного элемента — функционального потенциометра приемника перемещения объектива. Это осуществляется в результате использования линейной функциональной зависимости по дальности относительных перемещений объектива и предметной плоскости. Если дальность задается в виде закона изменения электрического напряжения во времени U(t), то справедливы зависимости:

нелинейная

 $l'_{o6}(t) = f' [1 - k/U(t)];$  $l_{o6}(t) = f' [U(t)/k - 1];$ 

нелинейная

линейная

$$l_{\rm M}(t) = -f' [U(t) - k]^2/kU(t),$$

где k — постоянный коэффициент; f' — фокусное расстояние объектива;  $l'_{o6}$  — расстояние от объектива до изображения;  $l_{o6}$  — расстояние от модели до объектива; l — расстояние от модели до изображения.

Построение функции  $l'_{o6}(t)$  осуществляется нелинейным потенциометром. Построение перемещений модели с помощью нелинейного потенциометра в абсолютной системе координат в виде  $l_{\rm M}(t)$  связано со значительными конструктивными затруднениями, так как функция  $l_{\rm M}(t)$  на рабочем участке при перепаде увеличений более 5 ... 6 двузначна. Целесообразно осуществлять построение перемещений модели в относительной системе координат, связанной с объективом, в виде линейной функции  $l_{o5}(t)$  с помощью линейного потенциометра и дифференциала, суммирующего алгебраические значения функций  $l'_{o6}(t)$  и  $l_{o6}(t)$ .

В оптических имитаторах дальности модель самолета окрашена матовой белой баритовой экранной краской и освещена осветителями, оптическая схема и расположение двух из которых показаны на рис. 11.1. Модели самолета с помощью следящих приводов сообщаются повороты вокруг ее геометрического центра по углам тан-



Рис. 11.1. Схема имитатора дальности: 1 — двигатель; 2, 3 — винтовые кулачки; 4 — каретки объектива; 5 — каретка модели; 6 — потенциометр-приемник; 7 — поводки каретки; 8 — редуктор; 9 — муфта; S<sub>00</sub>, S<sub>M</sub> перемещение объектива и модели соответственно

гажа, крена и курса. Угловые параметры модели корпуса самолетацели, а также вектор ее дальности вводится в относительной системе координат, совпадающей со связанной системой координат атакующего истребителя. Для обеспечения возможности тренировки по различным типам целей модель самолета-цели можно менять. Привод поступательных перемещений объектива и модели самолета при вводе дальности осуществляется с помощью многооборотных функциональных винтовых кулачков 2 и 3. Вращение винтовых кулачков обеспечивается двигателем 1 через редуктор, с которым связан движок потенциометра-приемника 6 следящей системы отработки дальности. Каретки 4 и 5 объектива и модели самолета двигаются по направляющим на роликах с шарикоподшипниками. На потенциометре-приемнике 6 отрабатывается напряжение, пропорциональное дальности цели. Принципиально потенциометр-приемник может быть линейным, но при этом характер рабочих поверхностей винтовых кулачков не исключает возможность самоторможения и заклинивания кинетической пары винтовая поверхность — поводок. Применение нелинейного потенциометра-приемника позволяет рассчитать профиль винтовых кулачков, исключающий самоторможение.

В идеальной схеме со сферическим экраном глаз оператора и центра вращения поворотного зеркала проектора кабины нужно совместить с центром сферы экрана. Осуществить это в условиях тренажера практически нельзя. Можно произвести оптическое совмещение центра вращающегося зеркала с глазом, помещая в поле зрения оператора полупрозрачную пластину. Однако габариты фонаря кабины не позволяют найти свободное место для такой пластины. Если бы нашлось такое место, то в поле зрения летчика появился бы лишний предмет, отсутствующий в реальных условиях, что недопустимо по техническим условиям, поэтому для современной формы кабины истребителя наиболее рационально разместить оптический проектор, устанавливая поворотное зеркало выше кабины, над глазом летчика. При этом расстояние от центра поворот-



Рис. 11.2. Оптический имитатор быстродвижущейся объемной цели типа «Лупа»

ного зеркала до экрана изменяется в зависимости ОТ продольного угла визирования на цель, и в оптическую систему проектора нужно включить корректор для компенсации искажения размера и нерезизображения. кости Корректор можно выполнить в виде дополнительной системы пепредметной плоскостью

ременного увеличения с неподвижной и подвижной плоскостью изображения.

В МВТУ такая система была рассчитана и построена из двух подвижных компонентов. С достаточно высокой точностью (порядка долей процента) перемещения одного компонента можно линеаризовать по продольному углу визирования. Экспериментальные исследования систем переменного увеличения опытного образца проектора, построенного в МВТУ в 1958 г., подтвердили изложенные выше теоретические основания построения оптических систем с большим изменением увеличения [1].

Опытный образец оптического имитатора типа «Лупа» (рис. 11.2), разработанный и построенный в МВТУ, является первым созданным в СССР прибором, обеспечивающим моделирование видимого перемещения объемного объекта практически в пределах всей наблюдаемой оператором полусферы и с большим диапазоном изменения дальности. Принцип построения оптических устройств, моделирующих перемещение быстродвижущихся объемных объектов, разработанный в МВТУ, нашел также практическое применение в промышленности при создании оптических имитаторов для авиации и космонавтики.

Перспективны для изменения масштаба изображения телескопические и оптические системы переменного увеличения большой кратности, а также комбинированные оптико-телевизионные проекционные системы, в которых последовательно работают оптические и магнитные линзы с переменными фокусными расстояниями. В последнем случае можно получить панкратическую систему с более широким диапазоном изменения увеличения. Однако габариты и стоимость такой системы сильно возрастут, эксплуатация усложнится, разрешающая способность и надежность понизятся [1].

#### 11.3. ОКУЛОМЕТРИЧЕСКИЕ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ КОНТРОЛЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ОПЕРАТОРА НА ТРЕНАЖЕРАХ И СТЕНДАХ

Практика обучения на тренажерах показала, что дальнейшее усовершенствование их в направлении идентификации соответствующим объектам управления не дает существенных результатов. Тренажеры первого поколения являются лишь приближенными аналогами реальных объектов управления и позволяют производить обучение с меньшими материальными затратами и большей безопасностью для обучаемого при совершении им ошибок в управлении. Преимущества тренажерного обучения в этом случае по сравнению с обучением на реальном объекте управления достигаются в основном за счет увеличения срока обучения или расширения учебной программы, что имеет одинаковый смысл.

Основным недостатком такой методики обучения, а следовательно, и целого поколения тренажеров является длительность процесса обучения, обусловленная отсутствием возможности оперативно учитывать индивидуальные особенности работы каждого обучаемого. В последний период делается упор на переход к программированному обучению на тренажерах, в основу которого положен принцип использования результатов сравнения текущей информации о деятельности обучаемого с данными объективного анализа работы первоклассных специалистов при выполнении ими аналогичной задачи управления. Анализ результатов сравнения позволяет выработать программу обучения, учитывающую индивидуальные особенности обучаемого.

Для простоты сравнения контроль за деятельностью специалиста и обучаемого желательно производить одинаковыми средствами и в одинаковых условиях, что в условиях тренажера обеспечивается с высокой точностью. Чем большее число элементов деятельности человека подвергается контролю, тем более совершенную программу обучения можно разработать.

Аппаратура для полного комплексного контроля деятельности человека в процессе управления объектом оказывается слишком сложной и громоздкой. При решении подобной задачи более приемлемым оказывается контроль одного или нескольких параметров деятельности человека, выбранных по принципу наибольшей информативности.

В первую очередь важно обеспечить использование информации о работе зрительного анализатора, с помощью которого человек получает около 90 % информации об окружающем его мире.

Поле зрения глаза человека в продольном направлении около 125° и в боковом направлении около 150°, а боковое поле зрения обоих глаз около 180°. Однако зона наиболее четкого видения каждого глаза, определяемая размером желтого пятна на чувствительной сетчатке, составляет лишь около 2°. Человек, изучая обстановку визуально, поочередно проецирует заинтересовавшие его участки поля зрения на желтое пятно, осуществляя тем самым сканирование поля зрения малой зоной четкого видения. Длительность задержки взгляда наблюдателя на том или ином предмете характеризует степень его интереса к данному участку. Аналогичным образом производится визуальная оценка размеров предметов. При этом человек фиксирует взгляд попеременно на крайних точках предмета.

Оценку деятельности наблюдателя при визуальном изучении обстановки можно осуществить путем регистрации движений глаз или одного глаза с последующим дешифрованием полученной информации к виду, удобному для наложения на картину в поле зрения. Наиболее удобной для последующего дешифрирования является прямая регистрация последовательности направлений взора наблюдателя.

Проблемой регистрации движений глаз человека занимаются медики в СССР и за рубежом. В последний период информация о направлении взора человека применяется в инженерной психологии. Разработаны методы регистрации движений глаз и направления взора человека, значительную часть которых составляют оптические. Имеются образцы аппаратуры, реализующей эти методы.

Из опыта разработки приборов для регистрации направления взора известно, что основной трудностью является обеспечение высокой точности регистрации при одновременном сохранении естественности условий работы человека. Это обусловлено трудностью выделения информации о величине отклонения оси собственного глаза человека при одновременном смещении головы. Иногда для обеспечения высокой точности регистрации направления взора жестко фиксируют голову человека относительно измерительной аппаратуры с помощью приспособлений, в состав которых обычно входит зубной «закус». При таком аппаратурном решении естественные условия работы человека нарушаются, и оператор нуждается в длительной специальной предварительной тренировке.

Высокий уровень миниатюризации оптико-электронных приборов с помощью волоконной оптики позволяет решать задачу фиксации взаимного положения головы человека и регистратора движений глаза путем размещения части аппаратуры на голове человека.

Такие приборы представляют собой компромиссное решение и обеспечивают довольно высокую точность регистрации направления взора при незначительном отклонении условий работы человека от естественных, поэтому они нашли широкое применение при решении таких задач инженерной психологии, как исследование рационального расположения индикаторов на приборной доске самолета, вертолета и космического летательного аппарата.

Задача создания систем для программированного обучения на тренажерах дала новый толчок исследованиям в области регистрации движения глаз. В частности, фирмой «Ханиуэлл» в США разработан прибор для количественных измерений и регистрации параметров, характеризующих работу органов зрения летчиков при выполнении ими маневров [2]. Прибор позволяет с достаточной точностью определять направление взора и диаметр зрачка глаза человека, практически не связывая его головы, т. е. не искажая условий нормальной работы. В первом варианте прибор представляет собой систему со свободой перемещения головы и смещением глаза в кубе с ребром 25 мм.

При работе с этим прибором оператор должен держать голову достаточно неподвижно, а экспериментатор контролирует положение испытуемого, наблюдая изображение его глаза на экране.

Во втором варианте система дает свободу перемещения головы со смещением глаза в пределах куба с ребром 30 см. Во втором варианте применяется двухосевая система подвижных зеркал и фокусирующий объектив, которыми управляют электрические сигналы системы управления. Здесь обеспечивается возможность нормальных перемещений головы испытуемого, а при срыве слежения за глазом — автоматический поиск и захват объекта наблюдения. Блок датчика прибора размещается на расстоянии 700 ... 100 см от головы испытуемого. В основу регистрации направления взора положено то, что угол между направлением взора и направленным в глаз лучом света приблизительно пропорционален углу, определяющему положение формируемого отраженными от роговицы лучами мнимого изображения зрачка глаза.

Принцип измерения направления взора человека заключается в следующем. Глаз человека облучается находящимся в определенном от него направлении источником невидимого излучения. Уровень энергии составляет 2,5 % допустимого и не представляет опасности для зрения. Это излучение отражается, во-первых, со сферической поверхности пограничного слоя между воздухом и роговой оболочкой и, во-вторых, от сетчатки глаза. Лучи, отраженные от роговой оболочки, формируют мнимое изображение в виде яркой точки приблизительно в плоскости зрачка глаза, а лучи, отраженные от сетчатки, как бы «подсвечивают» зрачок.

Формирующая оптическая система блока датчика приборов проецирует картину, получаемую в главной плоскости зрачка глаза, на детектор, в качестве которого можно использовать, например, многоэлементный приемник излучения или телевизионную приемную трубку. На детектор проецируется светящаяся точка и зрачек глаза в виде равномерно освещенного диска на сравнительно темном фоне.

При изменении направления взора человека поворотом оси глаза относительно оптической системы датчика происходит взаимное смещение этих двух изображений, которое является носителем информации об угле поворота глаза.

Поворот или линейное поперечное смещение головы при неизменном направлении взора в пространстве приводит лишь к синхронному перемещению изображений светящейся точки и зрачка. Это объясняется близостью изображения, сформированного роговицей, к плоскости зрачка глаза. Параметры оптических материалов, применяемых для прозрачных обтекателей

						_
а <sup>т</sup> Наимен ование :		Геометри- ческая	Практиче- ская верхняя	Коэффициент пропускания	Показатель	
материала	Формула	форма заготовки	граница пропуска- ния, мкм	с просвет- лением без про- светления	преломления	
Плавленный кварц	SiO <sub>2</sub>	Аморф.	4,8	0,98/0,95	1,46 1,40	
Оптическое стекло		»	3	0,98/0,94	1,5 1,8	
Синтетический сапфир	$Al_2O_3$	Шестигр. крист.	6	0,94/0,5	1,76 1,58	
Окись магния (пе- риклес)	MgO	Кубич. крист.	9	0,94/0,8	1,72 1,62	
Алюминат кальция	CaAl <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	Аморф.	1 5	0.95 0,98	1,62	
Фтористый магний (Иртран-1)	MgF <sub>2</sub>	Кубич.	1 9	0,94 0,98 0,6 0,9	1,38 1,31	
Фтористый литий	LiF	Кубич. крист.	6	0,95 0,96 0,9	1,5 1,2	
Фтористый каль- ций	CaF <sub>2</sub>	Крист.	8	0,96 0,93 0,95	1,44 1,31	
Трехсернистое мышьяковистое стекло	As <sub>a</sub> S <sub>a</sub>	Аморф.	11	0,9 0,95 0,7 0,4	2,64 2,36	
Рутил	TiOg	Кубич. крист.	0,45 4,5	0,94	2,45 2,71	
Германий	Ge	То же	1,6 6 40 55	0,9 0,96	4,11 4,0	
Кремний	Si	×	1 16	0,9 0,97 0,55 0,45	3,5 3,42	
Оптическая кера- мика КО-5	MgO	Поликри- сталлич. среда	6,5	0,95 0,98	1,7	
Фианиты	$O_n^{\bullet} - F_m \Im_m$	Крист.	7,6	0,8 0,85	2,2	

446

Łĩ

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 1

Температура, Қ размягчения плавления	Коэффициент теплового расширения, 10-6 град -1	Максималь- ный размер заготовки, мм	Раствори- мость в холодной воде, 10-4/100 мл	Стонмость	Техноло- гичность
1940/1970	0,55	500	Не раство- ряется	Средняя	Хорошая
<u> </u>	1,5 7	Практи- чески не-	То же	Малая	»
/2030	По осям 6,66/5,0	180	0,0001	Высокая	: >>
2400/2800	11 16	125	0,0006	Средняя	»
506/1050	9,3	1500 см <sup>3</sup>	Малая	»	»
/1396	10,7 11,9	500	Не раство- ряется	_ <b>»</b>	»
/870	3,2 33,2	150	0,27	»	Удовлетв.
—/1360	±21	150	0,0016	Средняя	Удовлетв.
210/	26	450	0,0017	<b>»</b>	· »
—/2100	По осям 9,2/7,1	100	Малая	Высокая	Хорошая
/936	0,40 +5,75	80	Не раство- ряется	»	>
/1410	_0,06 +2,33	200	То же	Средняя	»
2400/2800	11 16	200	0,0086	<b>»</b>	»
3000 3100	10,5		Не раство- ряется	»	»

,

# Таблица 2

Параметры оптических материалов инфракрасной области для внутренних деталей

ifаименование материала	Практн- ческая верхняя граница пропу- скания, мкм	Коэффи- циент пропу- скания при про- светле- нии до	Средний показатель преломления	Темпе- ратура плавле- ния, К	Коэффи- циент теплово- го рас- ширения, 10 <sup>-6</sup> град <sup>-1</sup>	Макси- мальный размер кристал- ла, мм	Растворимость в холодной воде, г/100 мл
Фтористый натрий NaF	11	0,92	1,3 при 2 мкм	1270	36	150	0,35
Фтористый кадмий CdF2	11	0,90	1,57 при 2 мкм	1320	30	100	15
Хлористый натрий (каменная соль) NaCl	15	0,92	1,52 при 2 мкм	1070	44	200	36
Хлористый калий (сельвин) КСІ	20	06'0	1,46 при 10 мкм	1050	36	250	35
Фтористый барий ВаF <sub>2</sub>	13,5	0,84	1,6 при 12 мкм	1550	32	150	0,16
Хлористое серебро AgCl	22	0,80	2,0 при 4 20 мкм	730	30	150	0,000
Титан стронция SrTiO <sub>3</sub>	7	0,75	2,2 при 2 мкм	2350	9,4	30	0,000
Бромистый калий КВг	27	0,92	1,53 при 10 мкм	1000	41	200	53,5 при 0°С
Бромистый цезий CsBr	40	0,85	1,66 при 10 мкм	910	48	50	125 при 20 °C
Иодистый калий КЈ	35	0,85	1,67 при 10 мкм	1000	43	200	127 при 0°C
Иодистый цезий CsJ	50	06'0	1,74 при 10 мкм	006	50	50	120 при 0 °C
Иодистобромистый таллий (KRS-5), TlBr+TlJ	38	0,78	2,37 при 10 мкм	069	58	125	0,05 при 20 °C
Хлористобромистый таллий (KRS-6), TlBr+TlCl	30	0,80	2,18 при 10 мкм	200	51	200	0,32 при 20 °С

### Коэффициент излучения, или суммарная излучательная способность $\varepsilon_{\Theta}$ нормального излучения различных материалов

Наименование материала	өқ	€⊖ <sup>3</sup>
Алюминий полированный Алюминий шероховатый	500 850 300	0,039 0,57 0,065
Аслезо полированное	700 1290	0,144 0,377
Железо, свежеоораоотанное наждаком	233	0,242
	400 700	0.78 0.82
Железо литое необработанное	1200 1330	0.87 0.95
Сталь жароупорная окисленная	500 575	0.8 0.09
Стальное литье полированное	1040 1310	0.52 0.56
Сталь листовая шлифованная	1210 1470	0,55 0,61
Чугун обточенный	1100 1260	0,60 0,70
Окись железа	770 1470	0,85 0,95
Золото, тщательно полированное	500 910	0,018 0,035
Латунная пластина, прокатанная, с есте-	300	0,05
ственной поверхностью		
Латунная пластина, прокатанная, обра-	300	0,20
ботанная грубым наждаком	000 005	0.00
Латунная пластина тусклая	330 625	0,22
Медь, тщательно полированная, электро-	350 390	0,018 0,023
литная	200	0.079
медь торговая, шаореная до олеска, но	300	0,072
не зеркальная	1070 1970	0.66 0.54
Окись меди Дастларлания маль	1350 1550	0.16 0.13
Гасниавленная медь Броиза поливорания	340	0.04
Попистая броная	350 450	0,57
Молибленовая нить	1000 2900	0.096 0.292
Вольфрам	1770 2500	0,19 0,26
Никель технически чистый, полирован-	500 650	0,07 0,087
ный		
Никелированное травленное железо, не-	300	0,11
полированное		
Никелевая проволока	460 1270	0,096 0,186
Окись никеля	925 1500	0,59 0,86
Хромоникель	400 1300	0,64 0,76
Титан полированный	470 1270	
Олово олестящее и луженое листовое	300	0,045 0,004
железо	500 000	0.065 0.104
Платина чистая полированная	1900 900	
Платиновая мента	300 1500	0.036 0.192
Платиновая нитр	500 1375	0.073 0.182
	273 373	0.090.12
Свинец серый окисленный	300	0.281
Серебро полированное чистое	500 900	0.0198 0.0324
Хром полированный	373 1273	0.08 0.26
Цинк продажный (99.1 %) полированный	500 600	0,045 0,053
Железо оцинкованное листовое блестя-	300	0,228
щее		-
Железо оцинкованное листовое серое оки-	300	0,276
сленное		

Наименование материала	θĶ	θ <sup>3</sup>
Картон асбестовый Бумага асбестовая Бумага тонкая, наклеенная на металли- ческую пластину	300 310 640 290	0,96 0,93 0,945 0,924
Кирпич красный Гипс Дуб строганный Кварц плавленый шероховатый Кирпич красный шероховатый	290 290 290 290 290	0,88 0,93 0,903 0,895 0,932 0 93
Кирпич шамотный глазированный Кирпич огнеупорный Лак белый на железной шероховатой пластине Пак перний блосташий респисатонной	1373 1300 300	0,75 0,8 0,9 0,906
на железной пластине Лак черный матовый Шеллак черный блестящий на луженом железе	300 310 370 295	0,875 0,96 0,98 0,821
Шеллак черный матовый Краски масляные различных цветов Краска алюминиевая Мрамор сероватый полированный Стекло гладкое	$350 \dots 420$ 373 $420 \dots 590$ 295 295	0,91 0,91 0,96 0,35 0,931 0,937
Сажа и свечная копоть Сажа с жидким стеклом Сажа ламповая (слой толщиной 0,075 мм и больше) Толь	370 550 373 460 310 540	0,952 0,959 0,947 0,945
Уголь очищенный (0,9 % золы) Угольная нить Фарфор глазированный Штукатурка шероховатая известковая	400 900 1310 1680 300 280 360	0,910 0,81 0,79 0,526 0,924 0,.91
Вода (слой толщиной 0,1 мм) Снег Эбонит Лед гладкий Песок	273 373 Ниже 273 280 330 273 290	0,95 0,96 0,8 0,89 0,97 0 6
Материалы слоистых пластиков для по- крытия общивки ЛА	300	0,8 0,95

Таблица 4

{

Коэффициент излучения, или суммарная излучательная способность ею нормального излучения металлов, оптических материалов и других веществ (по данным американской печати)

Материал Магнитный сплав Алюминий »	Состояние	Eé	, при Ө	К	
	поверхности	373	423	593	773
Магнитный сплав Алюминий »	Полированный Листовой Листовой с грубой поверхностью	0,11 0,13 0,09 0,07			

450

and a

	Состояние	63	при ӨК	ζ	
Материал	поверхности	373	423	593	773
Алюминий Алюминиевая фольга Алюминиевая краска	Полированный —- —-	0,095 0,4 0,29	0,053 	0,053	
То же	—	0,18	0.61	0.61	0,18
Бериллии Латунь Латунь оксидирован-	Полированная —	0,05 0,059 0,07	0,61	0,6	0,59
ная Уголь	Пластинчатый с гру- бой поверхностью	0,77		0,77	0,72
Уголь с графитом Хром Медь Сплав медь—никель	То же Полированный Полированная Полированный	$0,76 \\ 0,075 \\ 0,052 \dots 0,04 \\ 0,059$	0,03	0,75	0,71
Стекло » Кварц плавленый	(толщиной 1,57 мм) (толщиной 3,4 мм) (толщиной 1,96 мм)	0,835 0,83 0,775		0,87 0,90 0,76	0,82 0,91 0,67
Краски пигментные Чугун	Любого цвета Темно-серая поверх- ность	0,90 0,94 0,31		_	_
×	Грубая поверхность	0,27	-		0.79
Ламповая сажа Молиблен	Полированный	0,84			0.08
Никель	»»	0,072			0,13
Сплав серебро-ни-	Полированный	0,135		-	
кель Краска отражающая болая	Чистая	0,79	-	-	
Краска отражающая	>	0,77			
кремовая Краска отражающая	>	0,34			
Краска отражающая	>	0,51		-	-
бронзовая Серебро Сталь нержавеющая	Полированное Полированная	0,052 0,02 0,074 0,09	0,02	0,03	0,04
Сталь	» Хололнокатаная чи-	0,066	0.60	-	
*	стая Полированная шер-	-	0,46	-	-
» >	стью Травленая Полированная до	=	0,35	=	=
Олово	блеска Полированное Промышленное	0,059			=
	крытие	0,007		0.21	0.31
Титан Вольфрам	10 же Полированное по-	0,31	0,31	- 0,31	-
Цинк	крытие Промышленное по- крытие	0,31	-	0,11	-

k

ţ

## Спектральный коэффициент излучения, или спектральная излучательная способность конструкционных материалов в инфракрасной области при температуре 295 К

Материол				1	Цлина	волны,	МКМ			
материал	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	7,0	9,0	10,0	12.0	14,0
Алюминий	0,26	0,18	0,12	0,08	0,07	0,04	0,03	0,02	0,02	-
Кадмий	0,30	0,13	0,07	0,04	0,04	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01
Хром	0,43	_	0,30		0,19		0,08			-
Медь	0,10	-	0,03		0,02	-	0,02	-	—	_
Золото	0,62	–	0,03	. —	0,02	-	0,02	_	—	0,02
Графит	0,73	0,65	0,57	0,52	0,49	0,46	0,42	0,41	-	0,37
Железо	0,35	0,22	0,16	0,12	0,09	0,07	0,06		-	0,0 <b>5</b>
Свинец	-	-	-	-	0,08	-	0,06	4	-	0,5
Магний	0,26	0,22	0 <b>,2</b> 0	0,16	0,14	0,09	0,07	-	-	<u></u>
Молибден	0,42	0,18	0,12	0,10	0,08	0,07	0,06	0,06	0,05	
Никель	0,27	-	0,12	-	0,06	-	0,04	-		
Серебро	0,04	-	0,03	-	0,03	-	0,01		0,01	0,01
Вольфр <b>а</b> м	0,38	0,10	0,06	-	0,05	-	-	0,04	0,04	-
Сталь незакаленная	0,37	0,23	0,17	-	0,11	0,07	0,07	-	-	0,04
Стеллит	0,31	0,25	0,21	0,18	0,15	-	0,12	-	0,11	
Латунь	-	0,09		-	0,04	0,03	0,02	-	-	

452

ļ

ł

Размеры советских промышленных фоторезисторов из сернистого кадмия, селенистого кадмия и сернистого свинца

Види тип фоторезистора	Форма свето- чувствительного элемента	Общие размеры фоторезистора, мм <sup>8</sup>	Общие размеры светочувстви- тельного элемента, мм	Размеры рабочей площади, мм <sup>2</sup>	Расстояние между элек- тродами, мм
	(	Сернистокадмиев	ые		
Прессованные:	l I	1	ı í	1	
ФСК-1а	. Прямоуголь- ная	14,5×8,5×2	8×4	4×7,2	4
ФСК-1	Круглая	Ø 28×4	Ø 8×4	$28 \times 4$	4
ФСК-2	Прямоуголь- ная	28×4,5×12,5	Ø 8×4	4×7 <b>,</b> 2	4
ФCK-4а	То же	24×18,5×3	7×3×1	4×3	4
ФСК-6	Круглая (с отверстием)	Ø 28×17	Ø 16×1,5	126	4
ФСК-5	Прямоуголь- ная	6×1×1	$6 \times 1 \times 1$	1×1	1
ФСҚ-7а	Круглая	$\bigotimes 25 \times 4$	Ø 25×1,5	200	7
ФСК-7б	, »	$\emptyset$ 25×4	Ø 25×1,5	200	3,15
ΦСΚ-Γ7	×	Ø 22×11	Ø 20×1	200	6,5
ΦϹϏ-ΓΙ	»	Ø 22×15,5	Ø 8×1	288	4
ΦСΚ-Γ2	»	Ø 33×32	Ø 8×1	276	4
ФСК-М2	»	Ø 30×30	Ø 8×1	20	3
Пленочные:					
СФ3-2	Прямоуголь- ная	15×9×3,5	$12 \times 6 \times 0,5$	1×4	1
ФСК-П1	То же	$13 \times 8 \times 2.8$	$6 \times 5 \times 0.5$	$2 \times 6$	2
CΦ2-1	>	8×5×2.5	$1.5 \times 3 \times 1.2$	$0.3 \times 1.5$	0,3
C <b>Φ</b> 2+2		15×9×3.5	$12 \times 6 \times 0.5$	0.5×5	0,5
Монокристаллы					
ΦϹϏ•ΜΙ	Прямоуголь- ная	Ø 28×21	Ø 28	1×2	1
<b>ФСК-М2</b>	То же	Ø 30×21	Ø 30	1,1×1,5	1,1
	(	Селенистокадмие	sdie		
Прессованные: ФСД-1а	Прямоуголь-	14,5×8,5×2	8×4	4×7,2	4
ФСД-1 ФСД-Г1	ная Круглая »	Ø 18×12 Ø 22×15,5	Ø 8×4 Ø 8×4	28 28	4 4
Пленочный СФЗ-1	Прямоуголь- ная	8×5×2,5	1,5×3×1,2	0,3×1,5	0,3
	•	Сернистосвинцов	ые		
Пленочные:	1	1	1	1	1
ФCA-1а	Прямоуголь- ная	12×7,5×1,5	12×7,5×1,5	4×7,5	4
ФСА-1	То же	$28 \times 15 \times 18$	12×7,5×1,5	4×7,5	4
ФСА-6	Круглая	$\emptyset$ 28×5,5	Ø 16×1,0	115	4
ΦCΑ-Γ1	Прямоуголь-	Ø 22×15,5	12×7,5×1,5	$28 = 4 \times 7$	4
ΦCΑ-Γ2	ная Тоже	Ø 33×32	15×12×1,5	96=8×12	8
	1	1			

j

í

Карактеристики основных	типов	приемников	излучения
-------------------------	-------	------------	-----------

№ по нор.	Материал	Тип приемника	Вид работы	Структура ма- териала	Тип проводи- мости	Рабочая темпе- ратура, К	<b>А</b> тах', мкм	λ <sub>г</sub> р. в, мкм	
1	PbS	Φ	ΦP	п	i	295	2,5	2,8	
2	PbS	Φ	ΦР	П	i	195	2,7	3,3	
3	PbS	Φ	ΦР	п	i	77	3,2	3,7	
4	PbSe	Φ	ΦР	п	i	295	3,9	4,6	
5	PbSe	Φ	ΦP	П	i	195	4,7	5,6	
6	PbSe	Φ	ΦР	п	i	77	5,2	6,3	
7	PbTe	Φ	ΦР	П	i	77	4,1	5,4	
8	Ge : Au	Φ	ΦР	МҚ	p	77	5,3	8,3	
9	Ge : Au	Φ	ΦР	МҚ	р	6 <b>5</b>	5,3*	8,0	
10	Ge : Au	Φ	ΦP	MK	n	77	**	6	
11	Ge: Zn	Ф	ΦР	мқ	p	5	36	39,5	
12	Ge: Zn, Sb	Ф	ΦP	MK	n	50	12	15	
13	Ge : Cu	Φ	ΦP	MK	Þ	4,2	24	29	
14	Ge ; Cd	Ð	ΦÞ	МК	p	20	16	23	
15	Ge : Cd : Au	1	ΦΡ	МК	p	50	7,3	10,1	
16	Ge—Si : Zn, Sb (4,4 %)	Φ	ΦΡ	МҚ		50	10,6	13,8	
ļ									1

Исключая максимум, обусловленный собственной проводимостью.
 Ясно выраженный максимум отсутствует (за исключением максимума при λ = 1.6 мкм.

454 ι. -

ŝ ٠

ı

 Способность к обнаруже- нию D* (500 K; f; 1), см. Гц <sup>1/2</sup> . Вт <sup>-1</sup>	Максималь- ная спо- собность к обнаруже- нию D <sup>*</sup> <sub>m</sub> (λ <sub>max</sub> ; f; 1), см. Γц <sup>1/2</sup> . Вт <sup>-1</sup>	Постоянная времени т <sub>п</sub> , мкс	Вычисленная оптимальная частота пре- рывания, Гц	Темновое сопротивле- ние на квадрат г <sub>т</sub>	Основной шум
7,0.108	1,0.10 <sup>11</sup>	250	640	1,5 МОм	Избыточный (1/ƒ)
7,0.10 <sup>9</sup>	3,0.10 <sup>11</sup>	500	350	4 МОм	То же
при 900 Гц 5·10 <sup>9</sup>	при 900 Г ц 1,2·10 <sup>11</sup>	3000	350	5 МОм	*
при 900 I ц 3,0·10 <sup>8</sup>	при 900 Гц 3,5·10 <sup>9</sup>	4	400 кГц	5 кОм	»
при 900 Гц 1,0.109	при 900 Гц 6,0·10 <sup>9</sup>	100	1270	40 МОм	>
при 900 Гц 3,0·109	при 900 Гц 1,5·10 <sup>10</sup>	40	3300	5 MOM	- x
при 900 Гц 1,0.109	при 900 Гц 7,0·109	20	6500	32 MOM	~
при 900 Гц 1.0.10 <sup>10</sup>	при 900 Гц 3.5.10 <sup>10</sup>	0.05	На зарисит	1 MOx	
при 900 Гц	при 900 Гц	0,00	от частоты выше 40 Гц	IMOM	Изоыточный (1/j) (ниже 40 Гц); ге- нерационно-ре- комбинационный
1,0.10 <sup>10</sup>	3,5.10 <sup>10</sup>	0,05	То же	1 МОм	(выше 40 Гц) Генерационно-
3,0.10 <sup>10</sup> при 900 Гц	11 2,0·10 <sup>11</sup> (на 3 мкм)	100	1500	1 МОм	рекомбинационный Избыточный (1/ƒ)
4,0·109	при 900 Гц 1,0.1010	0,01		1 МОм	То же
при 800 Гц 2,0·10 <sup>9</sup>	при 800 Гц 3,0·10 <sup>9</sup>	110	_	1 MOM	-
при 900 Гц 1 6.10 <sup>10</sup>	при 900 Гц	1	1000	1 100m	*
(поле зре-	(поле зре-	L	1000	0,1 МОм	Избыточный (1/f) (ниже 1 кГи): ге-
при 900 Гц	ния 60°) при 900 Гц				нерационно-ре- комбинационный
1,5.10 <sup>10</sup> (поле зре- ния 60°) при 900 Гц	4,0·10 <sup>11</sup> (поле зре- ния 60°) при 900 Гц	1	500	0,4 МОм	(выше 1 кГц) Избыточный (1/f) (ниже 500 Гц); ге- нерационно-ре- комбинационный
3,1·10 <sup>9</sup> при 90 Гц	7,0·109 при 90 Гц	0,1	Не зависит от частоты примерно	10 МОм	(выше 500 Гц) Генерационно-ре- комбинационный
4,0.109 при 100 Гц	1,0·10 <sup>10</sup> при 100 Гц	0,1	до I МГц Тоже	20 МОм	То же

обусловленного собственной проводимостью).

i

ì

№ по пор	. Материал	Тип приемника	Вид работы	Структура ма- териала	Тип проводи- мости	Рабочая темпе- ратура, К	Атах, мкм	А <sub>г</sub> р. в, мкм	
17 18	Ge — 11,6 % Si : Au I <sub>n</sub> Sb	ф Ф	ΦP ΦP	MK MK	$\left  \frac{-}{i} \right $	50 295	5,5 6,3	10,3 7,6	
19	InSb	Φ	ΦΡ	мқ	i	195	5,1	6,4	
<b>2</b> 0	InSb	Φ	ΦР	МҚ	p	77	5,0	5,6	
21	InSb	Φ	ФР	мқ	p—n	77	5,3	5,6	
22	InSb	Φ	ФЭМ	мқ	i	295	6,2	7,0	
23	InAs	Φ	ФР	МҚ	n	295	3,6	3,8	
24	InAs	Φ	ФР	мқ	<i>p</i> — <i>n</i>	295	3,5	3,8	
25	InAs	Φ	ФЭМ	МҚ	n	295	3,5	3,4	
26	Те	Φ	ΦP	МК	p	77	3,6	3,8	
27	Tl <sub>2</sub> S	Φ	ΦР	п	i	295	0,9	2,1	
28 29 30 31	86 % HgTe; 14 % CdTe Hg <sub>1_x</sub> Cd <sub>x</sub> Te (x = 0,2) Pb <sub>1_x</sub> Sn <sub>x</sub> Te (x = 0,17 0,2) Термисторный болометр	Φ Φ Τ	ФР ФР ФР Боло- метр	МК МК МК П	i p—n p—n —	295 77 80 295	6 11,6 12 Равном	6,5 15 15 церно	•
32	Термоэлемент	Т	Тер- мо- элек- три- че- ский эф- фект		_	295	Равном	ерно	<u> </u>

				1	
 Способность к обнаруже- нию D* (500 K; f; 1), см. Гц <sup>1/2</sup> . Вт-1	Максималь- ная спо- собность к обнаруже- нию $D_m^*(\lambda_{max}; f; 1),$ см. $\Gamma u^{1/2}$ . Вт <sup>-1</sup>	Постоянная времени т <sub>п</sub> , мкс	Вычисленная оптимальная частота пре- рывания, Гц	Темновое сопротивле- ние на квадрат г <sub>т</sub>	Основной шум
 3,0·10 <sup>9</sup> 1,0·10 <sup>8</sup>	8,0·10 <sup>9</sup> 3,0·10 <sup>8</sup>	1 0,2	— Не зависит	0,1 МОм 20 Ом	Генерационно-ре- комбинационный Тепловой
при 800 Гц 5,0·10 <sup>8</sup> при 900 Гц	при 800 Гц 2,0·10 <sup>9</sup> при 900 Гц	0,2	от частоты до 500 Гц То же	100 Ом	Избыточный (1/f) (ниже 400 Гц)
1,0.10 <sup>10</sup> (поле зре- ния 60°)	5,0·10 <sup>10</sup> (поле зре- ния 60°)	1	500	10 кОм	Генерационно-ре- комбинационный
при 900 Гц 8,6·10 <sup>9</sup> при 400 Гц	при 900 Гц 4,3 · 10 <sup>10</sup> при 400 Гц	1	Не зависит от частоты выше 500 Гц	1 кОм	Избыточный (1/f) (ниже 100 Гц); ге- нерационно-ре- комбинационный (выше 100 Гц)
1,0·10 <sup>8</sup> при 400 Гц	3,0·10 <sup>8</sup> при 400 Гц	0,2	10 <sup>5</sup> Не зависит от частоты ниже	20 Ом	Тепловой
6,0·10 <sup>8</sup> при 900 Гц	1,0·10 <sup>10</sup> при 900 Гц	0,2	100 кГц То же	15 кОм	<b>»</b>
4,0.10 <sup>8</sup> при 900 Гц 1,4.10 <sup>7</sup> при 90 Гц	7,0·10 <sup>9•</sup> при 900 Гц 1,4·10 <sup>8</sup> при 90 Гц	2 0,2	— Не зависит от частоты ниже	50 Ом 50 Ом	Предположитель- но тепловой То же
4,0·10 <sup>9</sup> при 900 Гц	6,4·10 <sup>10</sup> при 900 Гц 2 2.10 <sup>12</sup>	60 530	100 кГц 2700 300	2 кОм 5 МОм	Избыточный (1/f) То же
	2,2.10 <sup>-2</sup> при 90 Гц 1,5·10 <sup>2</sup> 10 <sup>11</sup> 17·10 <sup>10</sup> 1,95·10 <sup>8</sup> при 10 Гц 1,4·10 <sup>9</sup> при 5 Гп	0,01 0,5 0,01 0,1 200 1,5 · 10 <sup>4</sup>	1000 800 Не зависит от частоты ниже 30 Гц 5 10	1 Ом 20 200 Ом 50 Ом 2,5 МОм 5 Ом	» » Тепловой »

ć

1

111

ł

№ по пор.	- Матернал	Тип приемника	Вид работы	Структура материала	Тип проводимости	Рабочая температура, К	<sup>λ</sup> шах∙ мКм	Агр. в. мкм	
33	Оптико-акустический	Т	Pac-		-	295	Равно	мерно	
34	NbN болометр	Т	ние Ние Сверх- про- води-	п		15	Равно	мерно	
35	Угольный болометр	Т	мость То же	п		2,1	Равно	мерно	
36	CdS	Φ	ΦР	МҚ	n	295	0,5	0,51	
37	CdSe	Φ	ΦP	МҚ		295	0,5	0,72	
38	Se—SeO	Φ	ФБ	МҚ	p—n	295	0,55	0,69	
39	GaAs	Φ	ΦВ	МК	<i>pn</i>	295	0,8	0,89	
40	Двойной фотодиод	Φ	ФД	МК		295	0,95	1,07	
41	Фотоуменьшитель с кисло- родноцезиевым фотокато- дом	Φ	ФЭ	п	-	295	0,75	1,20	
42	Пироэлектрический	Т	пэ	к	—	295	Равно	мерно	
43	Пироэлектрический	T ·	ПЭ	мқ	-	295	Равно	мерно	

#### Условные обозначения

#### Тип приемника ИК-излучения и вид его работы

Ф — фотонный; Т — тепловой; ФР — фоторезистор; ФВ — фотовольтанческий; ФЭМ — фото-магнитоэлектрический; ФЭ — фотоэмиссионный; ФД — фотодиодный; ПЭ — пироэлектрический.

#### Структура материала

П - пленка; МК - монокристалл; К - керамический.

#### Тип проводимости

*i* — собственная проводимость; *p* — проводимость *p*-типа; *n* — проводимость *n*-типа.

#### Длины волн

 $\lambda_{\max}$  — длина волны. соответствующая максимуму чувствительности (максимуму спектральной характеристики);  $\lambda_{\rm FD.~B}$  — длинноволновый порог чувствительности (50 % максимального значения чувствительности)

Примечания. (номера примечаний соответствуют порядковым номерам таблицы): 1, 2, 3. Имеются приемники с постоянной времени, изменяющейся в диапазоне примерно от 1 до 10 000 мс. Величина способности к обнаружению изменяется с изменением постоянной времени согласно соотношению Макаллистера. Длинноволновый порог также может быть сдвинут в сторону больших значений при снижении способности к обнаружению. В приемниках, работающих при температуре 77 К, наблюдается двойная постоянная времени.

6. Приемник может иметь двойную постоянную времени.

7. Сопротивление может быть уменьшено при использовании сетчатых электродов. При-емник ограничен шумами фона. Характеристика при 90 К такая же, как при 77 К. Может иметь Другую постоянную времени для излучения с длиной волны 1,5 мкм.

#### Продолжение табл. 7

Способность к обнаруже- нию D* (500 K; f; 1), см. Гц <sup>1/2</sup> . Вт <sup>-1</sup>	Максималь- ная спо- собность к обнаруже- нию $D_m^*(\lambda_{\max}; f; 1),$ см. $\Gamma \mu^{1/2}$ . В $t^{-1}$	Постоянная времени т <sub>П</sub> , мкс	Вычисленная оптимальная частота прерывания, Гц	Темновое сопротивле- ние на квадрат г <sub>т</sub>	Основной шум
23.109 при 10 Гц	5.10 <sup>9</sup> при 10 Гц	2·10 <sup>4</sup>	20		Тепловой
4,8·10 <sup>9</sup> при 360 Гц	4,8·10 <sup>9</sup> при 360 Гц	500	10	0,2 Ом	*
4,25·10 <sup>10</sup> при 13 Ги	4,25·10 <sup>10</sup> при 13 Ги	104	16	0,12 МОм	Избыточный (1/f)
	3,5·10 <sup>14</sup>	5,3.104	3	5·10 <sup>11</sup> Ом	Избыточный (1/f)
-	$2,1 \cdot 10^{11}$	1,2·10 <sup>4</sup>	13	1,5·10 <sup>11</sup> Ом	То же
	$1,2\cdot10^{11}$	910	160	3 кОм	»
-	при 90 Гц 4,5.10 <sup>11</sup>	1000	160	4,6 МОм	»
<del></del>	при 400 Гц $2,5 \cdot 10^{12}$	8	20 кГц	4·109 Ом	Токовый
-	при 400 Гц 5,0 · 10 <sup>14</sup> при 1000 Гц	0,01	Не зависит от частоты примерно	-	Дробовой
108	5.10°	1 20	до 100 Гц 10 50 Гц	100 МОм	Тепловой и ра-
109	при 10 Гц 5.10 <sup>9</sup> при 10 Гц		10 50 Гц	100 МОм	диационный То же

8. Большая постоянная времени при собственном возбуждении (менее 2 мкм). Способность к обнаружению улучшается при охлаждении.

9. Большая постоянная времени при собственном возбуждении (на длинах волн меньще 2 мкм).

10. Способность к обнаружению при температуре 90 К равна аналогичной величине при 77 К. Постоянная времени зависит от длины волны.

13. Пороговую чувствительность при  $\lambda < 12$  мкм можно повысить почти в два раза применением фильтра из охлаждаемого флюорида бария.

15, 16. Спектральная характеристика может изменяться при изменении состава сплава. Частотная характеристика может ограничиться постоянной времени контура *RC*. 20. Чувствительность лучше, чем у антимонида индия, работающего в фотогальваниче-

 Чувствительность лучше, чем у антимонида индия, работающего в фотогальваническом режиме при 77 К.
 21. Может использоваться либо диффузионный переход с широкой площадью, либо узко-

21. Может использоваться либо диффузионный переход с широкой площадью, либо узковыраженный переход. Может работать с напряжением смещения или без него. 22. Максимальные размеры примерно 2×10 мм. Необходима трансформаторная связь

22. Максимальные размеры примерно 2×10 мм. Необходима трансформаторная связь с усилителем.

24. Приемник погружен в сапфир.

26. Максимум способности к обнаружению соответствует минимуму фона Солнца и Земли. 31. Имеются приборы с постоянной времени, изменяющейся в диапазоне примерно от 1 до 50 мс.

33. Хрупок, подвержен микрофонному эффекту.

34. Шумы связаны с неизвестными механизмами, обусловленными сверхпроводимостью. 35. Используются кварцевый и парафиновый фильтры для устранения излучения с длинами воли короче 40 мкм.

36. Фотосопротивление с наиболее высокой чувствительностью.

 Работает на более длинных волнах и обладает большим быстродействием, чем серинстый кадмий.

38. Используются в экспонометрах.

39. Имеет чрезвычайно малые габариты.

29. 30, 42 и 43. По данным [12] к гл. 10.

#### Параметры советских промышленных фоторезисторов

<u> </u>									
Мате- риал	Обозначение	Атах, мкм	Агр. в, мкм	Напряжение пита- ния U <sub>раб</sub> , В	Максимальное на- пряжение питания Umax <sup>,</sup> B	Удельная токовая чувствительность Ѕ <sub>уд</sub> , мк А/лм В	Максимальная то- ковая чувствитель- ность Simax, мкA/лм	Темновое сопротивление г <sub>т</sub> , Ом	
	ФСА-0	2,1	2,7	40	100			$4 \cdot 10^4 \dots 1 \cdot 10^5$	
	ФСА-1	2,1	2,7	40	100			4·10 <sup>4</sup> 1·10 <sup>5</sup>	
PbS	ФCA-6	2,1	2,7	30	100	500	7500	5·10 <sup>4</sup> 3·10 <sup>5</sup>	
	ΦCΑ-ΓΙ	2,1	2,7	75	120			47.10 <sup>3</sup> 43.10 <sup>4</sup>	
	ΦСΑ-Γ2	2,1	2,7	75	120			47 · 10 <sup>3</sup> 43 · 10 <sup>4</sup>	
CdS	ФС-КМ1	0,51	0,55	60	150	2000	-	104	
моно- кри- сталлы	ФС-КМ2	0,52	0,55	60	150	2000	-	104	
	ФСК-0	0,64	0,9	220	300	6000	1,8.106	3,3·10 <sup>6</sup>	
CdS	ФСК-1	0,64	0,9	220	400	6000	2,8·10 <sup>6</sup>	3,3·10 <sup>6</sup>	
	ФСҚ-2	0,52	0,9	220	300	1200	0,5·10 <sup>6</sup>	<b>3,3</b> ∙10 <sup>6</sup>	
	ФСҚ-4	0,64	0,9	220	300	6000	3,0·10 <sup>6</sup>	2·10 <sup>6</sup>	
	ФСК-4а	0,64	0,9	220	300	6000	3,0·10 <sup>6</sup>	5·10 <sup>6</sup>	
поли-	ΦСΚ-5	0,64	0,9	60	100	3000	5,0·10 <sup>6</sup>	10·10 <sup>6</sup>	
кри- сталлы	ФСК-6	0,64	0,9	220	400	3000	<b>2,8</b> ·10 <sup>6</sup>	3,3.106	
	ФСК-7а	0,64	0,9	220	400	6000	1,5.105	0,5.108	
	ФСК-7б	0,64	0,9	50	100	6000	2,4·10 <sup>6</sup>	0,1·10 <sup>6</sup>	
	ΦϹϏ-ΓΙ	0,64	0,9	50	400	6000	0,7·10 <sup>6</sup>	0,3·10 <sup>6</sup>	
	ФСҚ-Г2	0,64	0,9	50	400	6000	2,1·10 <sup>6</sup>	1,6·10 <sup>6</sup>	
	ФСД-М	0,74	1,22	100	200	2000	15·10 <sup>6</sup>	108	
CdSe	ФСД-О	0,78	1,22	30	<b>2</b> 00	2000	15·10 <sup>6</sup>	2·10 <sup>6</sup>	
	ФСД-1	0,78	1,22	<b>3</b> 0	200	3000	9·10 <sup>6</sup>	2·10 <sup>6</sup>	
	ФСД-ГІ	0,78	1,22	200	200	3600	15·10 <sup>6</sup>	2·10 <sup>6</sup>	
	ФСД-ТІ	0,78	1,22	200	200	600	15·10 <sup>6</sup>	2·10 <sup>6</sup>	

Темновой ток / <sub>т</sub> , мк А	Фототок I, мА	(r_r/r)min	Постоянная времени т <sub>П</sub> , с	Допустимая мощ- ность рассеяния, Вт	Температурный ко- эффициент фотото- ка, % на градус	Средняя кратность изменения сопроти- вления при осве- щениости 200 лк	Допустимый интервал температур, °С
100±20 %	0,5	1,2 1,2 1,2 1,2 1,2 1,2	$4 \cdot 10^{-5}$	0,002 0,002 0,01 0,002 0,002	—1,5	1,2	-60 +60
10-2 10-4	—	1000	10-2 10-3	0,01	—	-	
10-2 10-4		1000	10-2 10-3	0,01			
 15	1,5	100	2,5.10-2	0,1	0,2	140	-60 +85
15	1,5	100	2,5·10 <sup>-2</sup>	0,15	0,2	140	-60 +80
30	0,3	60	3,0.10-2	0,15	0,2	35	-60 +80
30 `	1,5	100		0,2	0,2	-	-60 +80
30	0,8	50	_	0,2	0,2		-60 +80
5	0,2	40	—	0,2	0,2	140	-25 +55
15	1,5	100		0,3	-0,2	35	60 +80
100	0,8	10	—	0,5	0,2	140	-40 +60
100	2,0	10		0,5	0,2	7,5	-60+85
15	1,5	100	2,5.10-2	-	0,2	140	60 +85
1	3,0	100	2,5.10-2	-	0,2	140	-60 +85
 10	3,0		3,0.10-8	0,03	-1,0	500	60 <b>+</b> 40
10	3,0	1000	3,0·10 <sup>-3</sup>	0,05	1,5	500	60 +40
10	3,0	500	3,0·10- <sup>3</sup>	0,05	1,5	500	-60 +40
10	1,5	150	5,0.10-5	0,05	—1,5	500	-60 +40
10	1,5	150	5,0.10-5	0,05	1,5	500	_60 +40
						1	

į

{

ица 9	Срок Хра- ния, лет		8,5	3	8,5		വ	ល		
Габл	Срок службы, ч		1 000	5 000	10 000		5 000	1 000	3 000	
	Воздействие температуры		—60 +85 °С не более 3 циклов	1	• 60 +85 °C не более 3 циклов		—60 +85 °C не более 3 циклов			
	Атмосферное давление, мм рт. ст.		0,05	0,05	0,05		0,05			
	ьением в & ∟ьλзки с λско- ∩лиейные цере-		25		25		20	6	6	
	Ударная Нагрузка, ускоре- ние в <u>б</u> Число ударов	адмиевые	35 10 000	1	35 10 000	12 10 000	35 4000	12 5000	$\frac{12}{10\ 000}$	
орезисторов	Вибрация. частота в Гц Ускорение в g	Сернисток	Сернисто	<u>5 1000</u> 7,5	I	$\frac{5 \dots 1000}{7,5}$	580 7,5	$\frac{10\dots 3000}{12}$	$\frac{10\dots 80}{2,5}$	$\frac{10\dots 80}{2,5}$
ации советских фот	Относительная влажность		80 % при +25 °C	80 % при +20 °C	98 % при +40 °C	·····	98 % при +20 °C			
условия эксплуат	Интервал рабочих температур	-	60 +85 °C	-25 +55 °C	60 +85 °C		-60 +85 °C			
с Технические	Тип фото- резистора		ФСК-1 ФСК-1a ФСК-2	ФСК-5	ΦCK-Γ1	фСК-Г2	ФСК-П1	СФ2-2, СФ3-2	CΦ2-1	

6	1010						10				
габл.	Срок хранения, Срок хранения,		<u>8</u>	<u>%</u>	ഹ		<u>∞</u>				ۍ 
олжение 1	р, службы, ч		1 000	1 000	3 000		10 000				200
прод	Воздействие температуры		—60 +40 °C не более 3 циклов	—60 +40 °С не более 3 циклов	—60 +70 °C не более 3 циклов		—60 +70 °С не более 3 циклов	<sup>1</sup> —60 +70 °С не более 3 циклов			—55 +40 °С не более 3 циклов
	Атмосферное Давление, мм рт. ст.		0,05	0,05	0,05		0,05				750± ±30
	с Аскобением в 8 иебесбАзки Линеуние		25	25	ெ		25	25	25		6
	Ударная нагрузка, ускорение в <u>g</u> Чнсло ударов	садмиевые	35 10 000	35 10 000	12 10 000	эмворнив	35 10 000	35 10 000	12 10 000	окронновые	$\frac{12}{5000}$
	Вибрация, частота в Гц Ускорение в g	Селенистон	$\frac{51000}{7.5}$	5 1000 7,5	<u>10 80</u> 2,5	Сернистос	5 10 000 7,5	<u>5 1000</u> 7,5	<u>580</u> 7,5	Селенисто	$\frac{5\dots 80}{2,5}$
	Относительная влажность		80 % при +29 °C	98 % при +40 °C	98 % при +20 °С		80 % при +25 °C	98 % при +40 °C	98 % при +40 °C		80 % при +25 °С
	Интервал рабочих температур		—60 +40 °C	—60 … +40 °C	60 +85 °C		60 +70 °C				55 +40 °C
	Тип фоторезистора		ФСД-1 ФСД-1а	ФСД-ГІ	СФ3-1		ФСА-1 ФСА-1а ФСА-6	ФСА-Г1	ФСА-Г2 ,		СФ4-1

Марка фотодиода	Материал чувствитель- ного слоя	Область спектраль- ной чув- ствитель- ности, мкм	Длина волны максимальной чувствитель- ности, мкм	Интегральная чувстви- тельность по эталон- ному излучателю	
<b>ФП 1</b>					
ФД-1	1 ермании	0,4 1,9	1,6	20 мА/лм	
ФД-2	»	0,4 1,9	1,6	10 20 мА/лм	
ФД-3	»	0,4 1,9	1,6	20 мА/лм	
ФД-3	»·	0,4 1,9	1,6	20 мА/лм	
ФД-ЗА	»	0,4 1,9	1,6	10 мА/лм	
ФД-4	»	0,4 1,9	1,6	20 мА/лм	
ФД-КІ	Кремний	0,5 1,2	1.0	3.0 мА/лм	
ФД-6К	- *	0,5 1,2	1.0	1.4·10 <sup>-2</sup> мкА/лк	
				20,0 мА/лм	
ФД-А2	»	0,5 1,2	1.0	67 мА/лм	
ҚФДМ	Кремний	0,5 1,2	1.0	1.5·10-2 мкА/лк	
				(7,515) мА/лм	
ФД «Порог»	»	0,5 1,2	1,0	0,5 мкА/лк (5 мА/лм)	
ФД-8К	Кремний	0,5 1,2	1,0	8·10-3 мкА/лк	
ФД-8К	>>	0,5 1,2	1,0	4,0 мА/лм	
ФД-20	Германий	0,4 1,9	1,55	3·10-5 мА/лк	
ФД-50	»	0,4 1,9	1,55	5·10-5 мА/лк	
ФД	Арсенид	0,3 0,95	0,85	1,0 1,5 мА/лм	
ФЛ	Тоже	0.3 0.05	0.95		
ΦT-1	Германий	0,0 0,95	1.60	1,01,5 MA/ЛМ	
ΦΤΓ-2A	· · · pmannn	0.4 1.0	1,0	1/U DUU MA/ЛМ	
	"	0,4 1,9	1,0	1000 МА/ЛМ	
		1 1			

Параметры советских промышленных фотодиодов и фототриодов ([5] к гл. 10).

Таблица 10

ŧ

			1		•	
	Темновой ток, мкА	Постоянная времени, с	На- пря- жение пита- ния, В	Пороговый поток или пороговая освещенность	Площадь чувстви- тельного слоя, мм <sup>2</sup>	Диапазон допустимых температур. °С
	30	10-5	15	1,5·10 <sup>-10</sup> лм	5,0	$-60 \dots + 40$
	25	10-5	<b>3</b> 0	(2,81,4) · 10 <sup>-10</sup> лм	1,1	-40 +45
	40 при <i>t</i> = 40 ℃					
	15	10-5	10	1,1·10 <sup>-10</sup> лм	2,5	-60+60
	при $t = 60 ^{\circ}\text{C}$	5·10 <sup>-6</sup>	10	1,8·10 <sup>-10</sup> лм	3,0	60 +60
	при $t = 65 \\ 30$ °C	10-5	20	1,5·10 <sup>-10</sup> лм	5,0	-60 +60
	3,0	10-5	20	З·10 <sup>-10</sup> лм		$-50 \dots + 80$
	1,0 7,0 при <i>t</i> = 75 °С	10-5	20	2,8·10-11 лм	. 1	-100 +100
	3,0	10-6	20	(25)·10-13 Вт	—	
	1,0	10-5	20	0,5·10 <sup>-10</sup> лм (3,87,6)·10 <sup>-11</sup> лм	1 2	<u>    60  </u> +75
	0,1 0,3	10-6	-	(46)·10-11 лм	10	
	1,0	—	20	1,4·10 <sup>-10</sup> лм	2	$-50 \dots + 80$
	2,0 при <i>t</i> = 80 °С 3,0	_	30	2,5·10 <sup>-10</sup> лм	2	-50 +80
,	7,0 при <i>t</i> = 80 °С 10	10-5	20	500 лк	_	45
	10	10-5	50	300 лк		45
<i>;</i>		(12) · 10-3	-	6·10 <sup>-11</sup> 2,8·10 <sup>-12</sup> Вт	(1,5×1,5)	·
ķ	—	1,35·10-3	-	2,5-10-11 BT	·(2×3)	-
	300	2.10-4	3,0	5.10-7 Вт	-	$-60 \dots +60$
•	50	—	5,0	2,5.10-7 лм	-	-60+65

ÿ

#### Самонаводящиеся снаряды класса «воздух-воздух»

Фирма, обозначение и наименование	Вид вооруженных сил страны	Длина, размах опере- ния, ма- ксималь- ный диа- метр, м	Масса, кг	Даль- ность стрель- бы, км	Макси- мальная высота запуска, км	
1. Хьюз, GAR-3А, «Супер—Фолкон»	ВВС США, Қанады, Швеции	2,06 0,60 0,17	55	11	Более 15,2	
2. Хьюз, АІМ-26А, «Фолкон»	ВВС США, Қанады	2,10 0,50	92	10	Более 15,2	
3. Хоукер Сидли, «Файрстрик»	ВВС и авиация ВМС Великобритании	3,2 0,75	136,0	1,2—8		
4. Матра, R-530	ВВС Франции	3,28 1,10 0,26	195,0	10	21,0	
5. Хьюз, АІМ-54А, «Фе- никс»	Авиация ВМС США		Более 226,0	Более 74	— .	
6. Хоукер Сидд- ли, «Ред Топ»	ВВС и авиация ВМС Великобритании	3,50 0,90 0,22		11		
7. Филко, АІМ-9В, «Сайдуиндер»	ВВС и авиация ВМС США, авиация ВМС Великобритании, ВВС Австралии, Канады и других стран НАТО	2,90 0,51 0,127	70,0	15	15,2	
8. Рэйтеон, АІМ-7D, «Спарроу»	ВВС и авиация ВМС США	3,7 1,0 0,22	181,0	15	Более 18,3	

466

Таблица 11

F	Чи- сло М	Двигатель	Система наведения	Органы управления	Боевая часть
·	2,5	«Тиокол M46», твердого топлива	Инфракрасная	Четыре руля на зад- ней кромке крыльев	Обычное ВВ
	2,0	«Тиокол M60», твердого топлива	Полуактивная радио- локационная	То же	Ядерное ВВ
, }	2,2	Твердого топлива	Инфракрасная	Четыре руля в хво- стовой части	Обычное ВВ
	2,7	«Гочкис—Брандт»	Полуактивная радио- локационная или ин- фракрасная	Четыре руля в хво- стовой части и эле- роны	Обычные ВВ
	-	Двухступенча- тый, твердого топлива	Смешанная: радиоло- кационная и инфра- красная	_	Обычное ВВ
r •	Бо- лее 2,5	Двухступенча- тый, твердого топлива	Инфракрасная	Четыре руля в хво- стовой части	Обычное ВВ
	2,5	«Нэйвл Пропел- лент Плант», твердого топлива	Инфракрасная	Крестообразные пе- редние рули	Обычное ВВ
	Бо- лее 2,5	Жидкостный с топливом дли- тельного хране- ния (или твердым топливом)	Полуактивная радио- локационная	Подвижные консоли крестообразного крыла	Обычное ВВ
•					

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

#### К главе 1

1. Вавилов С. И. О теплом и холодном свете. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 157 с.

2. Ведров В. С., Тайц М. А. Летные испытания самолетов. М.: Оборонгиз, 1951. 483 с.

3. Ермолаев Г. И. и др. Основы радиолокации и радиолокационное оборудование летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1967. 299 с.

4. Катрона Л., Холл Г. Сравнение различных способов достижения высокой азимутальной разрешающей способности. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1963, № 2, с. 3 ... 9.

5. Круз П. и др. Основы инфракрасной техники. М.: Воениздат, 1964. 463 с.

6. Лазарев А. И., Леонов А. А. Оптические наблюдения с пилотируемого космического корабля «Восход-2», —ОМП, 1973, № 7, с. 11—13.

7. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. М.: Машиностроение, 1977. 600 с.

8. Станции в космосе. М.: Изд-во АН СССР, 1960. 445 с.

9. Тудоровский А. Н. Теория оптических приборов. Т. 1. М.: Изд-во АН СССР, 1948. 661 с.

10. Турыгин И. А. Прикладная оптика. Т. 1. М.: Машиностроение, 1965. 362 с.

11. Фаворский О. Н., Каданер Я. С. Вопросы теплообмена в космосе. М.: Высшая школа, 1967. 240 с.

12. Хвостиков И. А. Строение высоких слоев атмосферы. М.: ГИТТЛ, 1949. 207 с.

13. Эйнштейн А., Инфельд Л. Эволюция физики. М.: Наука, 1965. 192 с.

14. Culshaw W. Resonators for Millimeter and Submillimeter Wavelengths, IRE Trans., March, vol. MTT-9, 1961, N. 2 p. 135 ... 144.

15. Bertran L. A 1962 Review of Millimeter Wave Instrumentation, The Micronwave Journal 1962, vol. 5, N 8, p. 69 ... 75.

#### К главе 2

1. Боровиков А. М. Труды ЦАО, № 3, ГИМИЗ, 1948, с. 13 ... 16.

2. Гартнер Г. Прозрачность замутненной атмосферы для инфракрасных волн. М.: Энергоиздат, 1949. 76 с.

3. Джемисон Дж. Э. и др. Физика и техника инфракрасного излучения. М.: Советское радио, 1965. 642 с.

4. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Советское радио, 1970. 496 с.

5. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере. М.: Советское радио, 1977. 368 с.

6. Иванов Ю. А., Тяпкин Б. В. Инфракрасная техника в военном деле М.: Советское радио, 1963. 359 с.

7. Козелкин В. В., Усольцев И. Ф. Основы инфракрасной техники. М.: Машиностроение, 1974. 335 с.

8. Кондратьев К. Ф. Перенос длинноволнового излучения в атмосфере. М.: ГИТТЛ, 1950. 253 с.

9. Круз П. и др. Основы инфракрасной техники. М.: Воениздат, 1964. 463 с.

10. Леконт Ж. Инфракрасные излучения. М.: Физматгиз, 1958. 452 с.

11. Локк А. С. Управление снарядами. М.: ГИТТЛ, 1957. 775 с.
12. Смит Р. и др. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. М.: ИЛ, 1959. 483 с.

13. Хвостиков А. И. Съемка, наблюдение и сигнализация сквозь туман. М.: Гостехиздат, 1942. 136 с.

14. Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 283 с.

15. Шаронов В. В. Измерение и расчет видимости далеких предметов. М.: Гостехиздат, 1947. 329 с.

16. Шишловский А. А. Прикладная физическая оптика. М.: Физматгиз, 1961. 822 с.

17. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.: ГИТТЛ, 1951. 197 с.

18. Шулейкин В. В. Физика моря. Ч. VI. Оптика моря, М.: Изд-во АН СССР, 1953. 926 с.

19. Burch D., Shaw I. Infrared Emission Spectra of the Atmosphere between 14,5 and 22,5 m, JOSA, 1957, vol. 47, N. 3, p. 227 ... 229.

20. Elder T., Strong J. The Infrared Transmission of Atmosferic Windows, J. Franklin Inst., 1953, vol. 255, N. 3, p. 189 ... 209.

21. Houton I. An Airborne Infrared Solar Spectrometer, J. of Scient. Instruments, 1958, vol. 35, N 9, p. 329 ... 333.

22. Taylor I., Vates H. Atmosferic Transmission in the Infrared, JOSA, 1957, vol. 47, N. 3, p. 223... 226.

## К главе З

1. Бессерер К. У. Инженерный справочник по управляемым снарядам. М.: Воениздат, 1962. 624 с.

2. Вопросы ракетной техники. (Пластмассы — наиболее теплостойкий материал при очень высоких температурах. Обзор), 1960, № 4, 58 ... 71 с.

3. Гошек И. Аэродинамика больших скоростей. М.: ИЛ, 1954. 396 с.

4. Воронкова Е. М. и др. Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 335 с.

5. Джемисон Дж. Э. и др. Физика и техника инфракрасного излучения. М.: Советское радио, 1965. 642 с.

6. Доу Р. Б. Основы теории современных снарядов М.: Наука, 1964. 566 с.

7. Дракин И. И. Аэродинамический и лучистый нагрев в полете, М.: Оборонгиз, 1961. 123 с.

8. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные устройства самонаведения управляемых снарядов. М.: Советское радио, 1963. 240 с.

9. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы обнаружения, пеленгации и автоматического сопровождения движущихся объектов. М.: Советское радио, 1968. 319 с.

10. Круз П. и др. Основы инфракрасной техники. М.: Воениздат, 1964. 463 с.

11. Михеев М. А. Основые теплопередачи. М.: Энергоиздат, 1956. 523 с.

12. Моделирование тепловых режимов космического аппарата и окружающей среды/Под ред. Г. И. Петрова. М.: Машиностроение, 1971. 380 с.

13. Фаворский О. Н., Каданер Я. С. Вопросы теплообмена в космосе. М.: Высшая школа, 1967. 240 с.

14. Aviation Week, 1964, vol. 80, N 22, p. 59 ... 65.

15. Aviation Week, 1965, vol. 83, N. 18, p. 16.

16. Aviation Week, 1964, vol. 81, N 1, p. 11 ... 12.

17. Stull V., Plass G. JOSA, 1960, vol. 50, N 2, p. 121.

#### К главам 4, 5, 6

1. Абцуг М. и др. Управление космическими летательными аппаратами. М.: Машиностроение, 1967. 324 с. 2. Бургес Э. Управляемое реактивное оружие. М.: ИЛ, 1958. 325 с.

3. Дмитриевский А. А. и др. Движение ракет. М.: Воениздат, 1968. 464 с.

4. Доу Р. Б. Основы теории современных снарядов. М.: Наука, 1964. 566 с.

5. Иванов В. Авиационная техника ВВС капиталистических стран. М.: Воениздат, 1964. 268 с.

6. Катыс Г. П. Оптико-электронная обработка информации. М.: Машиностроение, 1973. 447 с.

7. Катыс Г. П. Автоматический обзор и поиск в оптическом диапазоне. М.: Наука, 1966. 156 с.

8. Кочетков В. Т. и др. Теория систем телеуправления и самонаведения ракет. М.: Наука, 1964. 536 с.

9. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы. М.: Советское радио, 1968. 319 с.

10. Лазарев Л. П., Лазарев В. Л. Оптико-электронные приборы систем управления летательными аппаратами. М.: Машиностроение, 1978. 175 с.

11. Лазарев Л. П. Расчет основных параметров движения истребителя, атакующего прямолинейно летящую цель. Труды МВТУ им. Баумана, вып. 57, «Оптикомеханическое приборостроение». М.: Оборонгиз, 1955, с. 41 ... 98.

12. Локк А. С., Управление снарядами. ГИТТЛ, 1957. 775 с.

13. Максимов М. В., Горгонов Г. И. Радноуправление ракетами. М.: Советское радио, 1964. 644 с.

14. Николаев М. Н. Ракета против ракеты. М.: Воениздат, 1963. 199 с.

15. Пакета А. Е., Рамо С. Конструирование управляемых снарядов. М.: Воениздат, 1963. 559 с.

16. Хадсон Р. Инфракрасные системы М.: Мир, 1972. 534 с.

17. Aviation Week, 1974, vol. 100, N 10, p. 114.

18. International Aerospace Abstracts. 1973, vol. 13, N 10, p. 1246.

19. Patterson C. Application of the Lateral Photoeffect to a Tracking System, Infrared Physics, 1962, April-June, vol. 2, N. 2, p. 75 ... 84.

## К главе 7

1. Апенко М. И., Дубовик А. С. Прикладная оптика. М.: Наука, 1971. 392 с. 2. Басов Н. Г., Прохоров А. М. Теория молекулярного генератора и моле-

кулярного усилителя мощности, ДАН СССР, 1955, Т. 101, № 1, с. 47 ... 49.

3. Бегунов Б. Н., Заказнов Н. П. Теория оптических систем. М.: Машиностроение, 1981. 488 с.

4. Воронков Е. М. и др. Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 335 с.

5. Джемисон Дж. Э. и др. Физика и техника инфракрасного излучения. М.: Советское радио, 1965. 642 с.

6. Елисеев С. В. Геодезические инструменты и приборы. М.: Недра, 1973. 391 с.

7. Зуев В. Е. Зондируя атмосферу. «Правда», 1977, 14 марта.

8. Криксунов Л. З. Справочник по основам инфракрасной техники. М.: Советское радио, 1978. 400 с.

9. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы. М.: Советское радио, 1968. 319 с.

10. Лазарев Л. П., Лазарев В. Л. Оптико-электронные приборы систем управления летающих аппаратов. М.: Машиностроение, 1978. 175 с.

11. Максутов Д. Д. Астрономическая оптика. Л.: Наука, 1979. 395 с.

12. Орлов В. А. Лазеры в военной технике. М.: Воениздат, 1976. 176 с.

13. Русинов М. М. Техническая оптика. Л.: Машиностроение, 1979. 488 с.

470

14. Справочник по лазерам/Под ред. А. М. Прохорова. М.: Советское радио. Т. I и II, 1978. 504 и 500 с.

15. Турыгин А. И. Прикладная оптика. М.: Машиностроение, т. І и ІІ, 1965, 1966, 362 и 428 с.

16. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. М.: Машиностроение, 1969. 670 с.

17. Смитт Р. и др. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. М.: ИЛ, 1959. 483 с.

18. Федоров Б. Ф. Лазерные приборы и системы летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1979. 272 с.

19. Хадсон Р. Инфракрасные системы. М.: Мир, 1972. 534 с.

20. Хекфорд Г. Инфракрасное излучение. М.: Энергия, 1964. 336 с.

21. Широкшина З. В., Джусь Т. М. Просветление и защита деталей из оптической керамики КО-5. — ОМП, 1980, № 2, с. 56 ... 57.

22. Laser Reports, 1973, vol. 9, N. 8, p. 1 ... 4.

23. Mcelroy J. and oth. CO<sub>2</sub> Laser Communication Systems for Near-Earth Space Applications, Pr. IEEE, vol. 65, N. 2, 1977, p. 221 ... 255.

## К главе 8

1. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы. М.: Советское радио, 1968. 319 с.

2. Левшин В. Л. Пространственная фильтрация в оптических системах пеленгации. М: Советское радио, 1971. 200 с.

3. Buttweiler T. Optimum Modulation in Optical Systems, JOSA 1961, vol. 51, N. 9, p. 10 ... 11.

#### К главе 9

1. Буглаков Б. В. Прикладная теория гироскопов. М.: ГИТТЛ, 1955. 355 с.

2. Доу Р. Б. Основы теории современных снарядов. М.: Наука, 1964. 566 с.

3. Изнар А. Н. и др. Оптико-электронные приборы космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1972. 368 с.

4. Криксунов Л. З. и др. Справочник по приборам инфракрасной техники. Киев: Техника, 1980. 230 с.

5. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы. М.: Советское радио, 1968. 319 с.

6. Лазарев Л. П. Расчет основных параметров движения истребителя, атакующего прямолинейно летящую цель. Труды МВТУ им. Баумана, вып. 57. «Оптикомеханическое приборостроение», М.: Оборонгиз, 1955, с. 41 ... 98.

7. Лазарев Л. П. Расчет и теоретическое исследование процесса построения упреждения в оптико-гироскопических прицелах. Труды МВТУ им. Баумана, вып. 73, «Оптическое приборостроение», М.: Оборонгиз, 1959, с. 9 ... 36.

8. Инфракрасная техника в системах управления ракетами (обзор) — Вопросы ракетной техники, 1960, № 3, с. 58 ... 77.

## К главе 10

1. Джемисон Дж. Э. и др. Физика и техника инфракрасного излучения. М.: Советское радио, 1965. 642 с.

2. Криксунов Л. З. Справочник по основам инфракрасной техники. М.: Советское радио, 1978. 400 с.

3. Лазарев Л. П. и др. Проектирование оптико-электронного прибора. Ч. І. Общая методика проектирования и расчета ОЭП. Изд-во МВТУ, 1974. 98 с.

4. Лазарев Л. П. и др. Курсовое и дипломное проектирование оптико-электронных приборов. Изд-во МВТУ, 1981. 80 с. 5. Павлов А. В., Черников А. И. Приемники излучения автоматических оптико-электронных приборов. М.: Энергия, 1972. 240 с.

6. Порфирьев Л. Ф. Теория оптико-электронных приборов и систем. Л.: Машиностроение, 1980. 272 с.

7. Раковский Ю. Н. Анализ влияния помех фона на пороговую чувствительность фотоэлектрического индикатора с импульсной модуляцией. — ОМП, 1966, № 4, с. 1... 5.

8. Соболева Н. А. и Меламид А. Е. Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1974. 376 с.

9. Хадсон Р. Инфракрасные системы. М.: Мир. 1972. 534 с.

10. Харкевич А. А. Борьба с помехами. М.: Наука, 1965. 275 с.

11. Шестов Н. С., Выделение оптических сигналов на фоне случайных помех. М.: Советское радио, 1967. 348 с.

12. ТИИЭР, 1975, т. 63, № 1, с. 6 ... 16 и 45 ... 88.

## К главе 11

1. Лазарев Л. П. Современное состояние и перспективы развития оптических приборов, моделирующих перемещение быстродвижущихся объектов. — «Оптическое приборостроение», М.: Оборонгиз, 1961, с. 5 ... 17.

2. Лазарев Л. П., Лазарев В. Л. Оптико-электронные приборы систем управления летательными аппаратами. М.: Машиностроение, 1978. 175 с.

## A

Анализаторы изображения 282 — — без несущих колебаний 286, 288 — — время-импульсные 322 — — двухчастотные 296 ... 303, 308 — — классификация 286 — — методика оценки 324 — мощность сигналов 295 — основные уравнения 292 — — растровые 285 - спектр сигналов 294 — — частотно-фазовые 308 Атмосферы модель 5, 7 — поглощение молекулярное 38, 48, 72— прозрачность 54 — прохождение излучения 37, 57 B

Вектор Умова-Поинтинга 11 Встречи теория 113, 119 траектории 130 ... 156

Г

Гипотезы теории встречи 128

## Д

Дальномер лазерный 208, 280 - внешнебазный 271 Дополнительные поправки в угол учреждения 351

#### И

Излучательная способность 77 ... 82, 449 ... 452 Изучение целей 74 — внешней среды 85, 107 ... 111 — ЛА 85 ... 106 Инфракрасное излучение 23 — — законы 30 — поглощение 49 ИСЗ (искусственный спутник Земли), эффективная отражающая поверхность 16

## К

Космос 5 Коэффициент пропускания 42

 демпфирования визирного луча 331. 346 - излучения 76 - прозрачности 43 КПД излучателя 82 ... 84

## Л

Лазерные приборы связи 279 — измерители угловой скорости 281 ЛА (летательных аппаратов) - системы координат 113 — типы 119 ... 127

#### м

Максвелла уравнения 12 Модуляция частотная и фазовая 304 амплитудно-фазовая 286, 296, 297, 320 импульсная 319, 320, 321 непрерывная 286, 296 Молекулярное рассеяние 45, 47, 69 Мощность потока излучения 24

## Н

Напряженность электрического поля 11 - магнитного поля 11

## 0

пеленгаторы Оптико-электронные 199 ... 204 — следящие координаторы цели 357 ... ... 359 Оптическая керамика 243 Оптические системы — авиационных стрелковых прицелов 263 ... 270 — асферические 230 — — бленды 234 — — защитные элементы 236 — — конструктивные схемы 219 <u>— материалы</u> 238 ... 262, 446 ... ....448 — — расчет 222, 233 — с конденсором 231 — — сферические 219 технические требования 215 Оптическое моделирование 435

— — быстродвижущихся объектов 439 ОЭП (оптико-электронных приборов) — выбор приемника излучения 384, 393, 397, 398, 403 выбор системы вторичной обработки информации 380 - испытания 372 - окулометрические 443 — проектирование 376 — системотехника 371 — техническое задание 374 — этапы разработки 370 ОЭП наведения 63 — — лазерные 273, 282 — — принципы действия 186 — — схемы 193, 207 ОЭПС (оптико-электронный прибор самонаведения) — двухканальный 195, 199 — дифференциальное уравнение 360 — комбинированный 194, 197 — одноканальный 193, 195

- оптические системы 211

## п

Планка постоянная 24 — закон 34 Построители упреждения - динамические ошибки 334, 338, 339, 343 — — дифференциальное уравнение 333 — принцип действия 327 — — расчет электрической схемы 333 — с двухстепенным нулевым гироскопом 354 Преобразователь координат 366 — — электромеханический 367 — — электронный 368 Приемники излучения — — болометры 408 — — вольтовая характеристика 394 — — диссектор 417 — — интегральная чувствительность 388 — — координатные 410 — — многоцветные 419 — — обнаружительная способность 391, 398, 454 ... 459

— пироэлектрические 409 — пороговая чувствительность 390 — постоянная времени 392 — приборы с зарядовой связью 418 --- спектральная чувствительность 389 — — частотная характеристика 393 — — шумы 395, 400, 401, 403 — — фотодиоды 464 — — фоторезисторы 399, 453, 460, 462 Прицельные схемы 157 ... 172 P Расчет поправок к упреждению 172, 175, 177, 179 сканирующего устройства 205 С Светотехнические величины 25, 26 Скорость — ветра 128 — воздушная 113, 128 самолета 128 — снаряда 128 — цели 128, 166, 332, 355, 362 Φ Фианиты 242 Фильтрация пространственная 282 - спектральная 283

## Х

Характеристики диапазона длин волн 13

#### Ч

Частотные дискриминаторы 315

#### Ш

Шулейкина теория рассеяния 56, 59, 62, 64, 66

#### Э

Энергетические величины 25, 28 Энергетический расчет ОЭП --- при ограничении собственными шумами 420 ... 429 — — — сканирующего 429 — — при воздействии фонов 430 ... 435

# **)ГЛАВЛЕНИЕ**

.

сть первая. КАНАЛЫ	СВЯЗИ И ВНЕШНЯЯ СРЕДА ПРИБОРОВ НА-	
ВЕДЕНИЯ .	••••••	
Глава 1.	1.1. Основные параметры внешней среды	
Физические основы действия каналов связи	1.2. Электромагнитные излучения в каналах связи приборов наведения	1
	1.3. Радиоволны сантиметрового и миллиметро- вого диапазонов	]
	1.4. Инфракрасное излучение	2
	1.5. Энергетические и светотехнические вели- чины	5
	1.6. Законы инфракрасного излучения	;
Глава 2. <b>Прохождение</b>	2.1. Расчет молекулярного поглощения лучи- стой энергии атмосферой	į
оптического излучения в атмосфере и космосе	2.2. Расчет молекулярного рассеяния лучистой энергии атмосферой	
-	2.3. Расчет общего ослабления лучистой энер- гии чистой атмосферой	
	2.4. Графики пропускания лучистой энергии атмосферой и особенности прохождения лазерного излучения	
	2.5. Рассеяние лучистой энергии в атмосфере инородными частицами	
· · · ·	2.6. Расчет прохождения лучистой энергии в дымке и тумане	
	2.7. Экспериментальные данные о прозрачно- сти туманов, облаков и дождя	
	2.8. Рассеяние лучистой энергии в атмосфере твердыми инородными частицами	•
	2.9. Поглощение лучистой энергии в атмосфере на неоднородных наклонных трассах	
Глава З.	3.1. Лучистая энергия серых и спектральных	
Излучение целей и внешней среды	излучателей	
	3.3. Влияние среды на реальные излучатели	
	3.4. Излучение летательных аппаратов	
	3.5. Излучение внешней среды	1
AND BRODAG OCHORLIT		
ста вторая. ОСПОВВЕТ Глава Л		
	1.1. Nparate Coedenia no appointaminani	1
теории траектории	4.3. Начальные гипотезы теории встречи лета-	

	4.4.	Траектории встречи летательных аппаратов	130
	4.5.	Методика оценки траекторий встречи ле- тательных аппаратов	141
	4.6.	Оценка траекторий преследования	143
	4.7.	Оценка траекторий сближения	150
	4.8.	Аналитическое исследование траектории пропорционального сближения	152
Глава 5.	5.1.	Условие старта снаряда	157
Прицельные схемы старта снаряда с летательного аппарата-носителя	5.2.	Прицельная схема старта снаряда вдоль вектора воздушной скорости летательного аппарата-носителя	161
	5.3.	Прицельная схема старта снаряда под углом к вектору воздушной скорости ле- тательного аппарата-носителя	163
	5.4.	Полетное время снаряда	166
	5.5.	Расчет поправки на отставание снаряда	168
	5.6.	Расчет поправки на гравитационное понижение снаряда	172
	5.7.	Расчет поправки на параллакс оружия	175
	5.8.	Расчет поправки на скольжение снаряда	177
	5.9.	Расчет поправки на вращательный эффект снаряда	179

# Часть третья. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ САМОНАВЕДЕНИЯ И НАВЕДЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

3

ŧ

Глава 6.	6.1. Методы самонаведения	182
Оптико- электронные приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов	6.2. Принцип действия измерительного и сле- дящего приборов самонаведения	186
	6.3. Схемы систем и оптико-электронных при- боров самонаведения	191
	6.4. Оптико-электронные пеленгаторы	199
	6.5. Структурные схемы оптических стрелковых прицелов летательных аппаратов	207
Глава 7.	7.1. Структурные схемы оптических систем	211
Оптические системы приборов самонаведения	7.2. Технические требования к оптическим си- стемам приборов самонаведения	215
и наведения летательных аппаратов	7.3. Конструктивные схемы оптических систем приборов самонаведения	219
	7.4. Материалы внутренних деталей оптических систем	245
	7.5. Оптические системы авиационных стрелко- вых прицелов	262
	7.6. Перспективы применения лазерных оптико- электронных приборов в системах наведения и самонаведения ЛА	273

	_	~ ~ ~
Глава 8.	8.1. Пространственная фильтрация	282
Анализаторы изображения оптико-электронных приборов	8.2. Анализаторы изображения без несущих ко- лебаний	286
	8.3. Основные свойства колебаний лучистого потока в анализаторе изображения	291
	8.4. Двухчастотные анализаторы изображения с амплитудно-фазовой непрерывной моду- ляцией	296
·	8.5. Частотная и фазовая непрерывные моду- ляции в анализаторе изображения	304
	8.6. Двухчастотные анализаторы изображения с частотной и фазовой модуляцией	308
	8.7. Импульсная модуляция в анализаторе изображения	319
	8.8. Методика приближенной оценки анализа- торов изображения	324
Глава 9. Электромеханические	9.1. Построитель упреждения с трехстепенным отклоняющимся гироскопом	327
элементы оптико-электронных приборов самонаведения	9.2. Построитель упреждением с двухстепен- ным нулевым гироскопом	354
и наведения летательных аппаратов	<ol> <li>9.3. Оптико-электронные следящие координа- торы цели с гироскопической системой</li> </ol>	357
	9.4. Преобразователи координат оптико-элек- тронных приборов самонаведения	366
Глава 10. Методика разработки оптико-электронных приборов	10.1. О системотехнике и автоматизированном проектировании оптико-электронных при- боров	369
	10.2. Выполнение этапов разработки оптико- электронных приборов	374
	10.3. Выбор приемника лучистой энергии и обе- спечение условий его действия	384
	10.4. Методика энергетического расчета оптико- электронных приборов	420
Глава 11. Оптическое моделирование в тренажерах и исследовательских стендах	<ol> <li>Значение тренажеров и исследовательских стендов в разработке приборов самонаве- дения и наведения летательных аппаратов и в подготовке летного состава</li> </ol>	435
	11.2. Оптические имитаторы быстродвижущихся объектов в исследовательских стендах и тренажерах	439
	11.3. Окулометрические оптико-электронные приборы контроля деятельности оператора на тренажерах и стендах	443
приложение		446
Таблица 1. Параметры оп ных обтекател	тических материалов, применяемых для прозрач- 1ей	446
Таблица 2. Параметры ог	пических материалов инфракрасной области для	448
рнутренних де		477

Таблица 3.	Коэффициент излучения, или суммарная излучательная способность ее нормального излучения различных материалов	449
Таблица 4.	Коэффициент излучения, или суммарная излучательная способность е <sub>Ю</sub> нормального излучения металлов, оптических материа-	
	лов и других веществ	450
Таблица 5.	Спектральный коэффициент излучения, или спектральная из- лучательная способность конструкционных материалов в инфра- красной области при температуре 295 К	452
Таблица 6.	Размеры советских промышленных фоторезисторов из сернистого кадмия, селенистого кадмия и сернистого свинца	453
Таблица 7.	Характеристики основных типов приемников излучения	454
Таблица 8.	Параметры советских промышленных фоторезисторов	460
Таблица 9.	Технические условия эксплуатации советских фоторезисторов.	462
Таблица 10.	Параметры советских промышленных фотодиодов и фототриодов	464
Таблица 11.	Самонаводящиеся снаряды класса «воздух-воздух»	466
Список	литературы	468
Предметный	указатель	473
Оглавление		475

. .

Леонид Павлович Лазарев

## ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ Наведения летательных аппаратов

Редактор Л. Ф. Ермилова Художественный редактор В. В. Лебедев Переплет художника Е. Н. Волкова Технический редактор Л. П. Гордеева Корректор В. Е. Блохина

ИБ № 4204

Сдано в набор 08.08.83. Подписано в печать 04.04.84. Т-07737. Формат 60×90<sup>4</sup>л. Бумага типографская № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 30,0. Усл. кр.-отт. 30,0. Уч.-изд. л. 35,02. Тираж 4000 экз. Цена 1 р. 50 к. Зак. 185.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Машиностроение», 107076, Москва, Б-76, Стромынский пер., 4

Ленинградская типография № 6 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 193144, г. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

# Уважаемые читатели!

В 1985 году издательство «Машиностроение» выпускает ряд книг, распространяемых только по подписке.

Подписка принимается магазинами подписных изданий, отделами подписных изданий универсальных книжных магазинов, а также специализированными магазинами (опорными пунктами издательства).

Книги, распространяемые по подписке, в обычную продажу не поступают.

Подписка на специальные научно-технические книги удобный способ обслуживания покупателей, он гарантирует приобретение книги и экономит время.

При оформлении подписной квитанции индивидуальные покупатели полностью оплачивают книгу. Организации и предприятия оформляют свои заказы на книги, распространяемые по подписке, гарантийными письмами.

Подписка на книги выпуска 1985 года будет производиться только до 31 декабря 1984 года.