А.А.ЖИГАРЕВ Г.Г.ШАМАЕВА

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ И ФОТО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

ДОПУЩЕНО МИНИСТЕРСТВОМ ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР В КАЧЕСТВЕ УЧЕБНИКА ДЛЯ СТУДЕНТОВ ВУЗОВ, ОБУЧАЮЩИХСЯ ПО СПЕЦИАЛЬНОСТИ «ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ»



МОСКВА «ВЫСШАЯ ШКОЛА» 1982

.

Рецензенты:

кафедра рентгеновских и электронно-лучевых приборов ЛЭТИ (зав. кафедрой д-р техн. наук, проф. Ю. А. Быстров): канд. техн. наук, доц. В. И. Барановский

Жигарев А. А., Шамаева Г. Г.

Ж 68 Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы: Учебник для вузов. — М.: Высш. школа, 1982. — 463 с. ил.

В пер.: 1 р. 30 к.

В книге рассмотрены основы электронной оптики, физические принципы работы электронно-лучевых и фотоэлектронных приборов; приведены снедения о современных методах расчета систем формирования и ограничения интенсивных электронных пучков; описаны фотоэлектронные приемники излучения — электровакуумные фотоэлементы, фотоэлектронные умножители и полупроводниковые приемники излучения, электронно-лучевые приборы — приемные и передающие трубки, запоминающие трубки, электроннооптические преобразователи изображения и др.

Предназначается для студентов специальности «Электровные приборы».

<u>2403000000—184</u> 001(01)—82 КБ-35-26-82 Ж

ББК 32.85 6Ф0.3 ì

© Издательство «Высшая школа», 1982

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы широко используются во многих отраслях народного хозяйства. Разработка, производство и применение этих приборов в устройствах, содержащих их в качестве основных элементов, требуют подготовки высококвалифицированных специалистов электронной техники.

В постановлении ЦК КПСС и Совета Министров СССР «О дальнейшем развитии высшей школы и повышении качества подготовки специалистов» (июль 1979 г.) особо отмечается необходимость улучшения подготовки специалистов в областях новой техники. В этом же постановлении указывается на потребность обеспечения студентов вузов высококачественными учебниками и учебными пособиями.

В предлагаемом учебнике главное внимание уделяется освещению физических процессов, лежащих в основе действия электронно-лучевых и фотоэлектронных приборов и устройств, а также описанию наиболее распространенных их типов. Прочное знание этих основ позволит студентам самостоятельно разобраться в особенностях принципа действия или устройства не описанных в книге либо вновь разрабатываемых приборов.

В списке рекомендуемой литературы приводятся доступные широкому кругу читателей монографии и обзорные статьи по главным вопросам, затронутым в книге. Статьи в специальных журналах указываются лишь в тех случаях, когда рассматриваемые в них вопросы отсутствуют в монографиях или обзорах. Поскольку учебник предназначен в основном для студентов втузов, изучающих (раньше курса «Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы») высшую математику, физику, теоретическую механику, теоретические основы электротехники (включая теорию электромагнитного поля), физические основы электронной техники и другие дисциплины, некоторые фундаментальные сведения и формулы, известные студентам из этих дисциплин, пр иводятся без выводов и подробных пояснений. Точно так же опущены ссылки на учебники и учебные пособия по общетехническим курсам.

В книге, как правило, не приводятся таблицы с параметрами конкретных приборов, указываются лишь примерные значения величин, характерные для типовых приборов, с учетом того, что учебная литература не должна подменять справочную. Учебник должен привить студентам навыки использования литературных источников, в том числе справочных.

Все уравнения и формулы приводятся в Международной системе единиц (СИ). Поскольку она не запрещает использование десятичных

кратных единиц СИ, иногда в расчетные формулы удобнее подставлять именно эти единицы (например, см, Гс и др.), что в каждом конкретном случае оговорено в тексте.

Материал распределен между авторами следующим образом: главы 1, 2, 8, 9, 11, 12 написаны А. А. Жигаревым, главы 3—7, 10— Г. Г. Шамаевой.

Авторы выражают глубокую благодарность рецензентам — коллективу кафедры рентгеновских и электронно-лучевых приборов ЛЭТИ (зав. кафедрой д-р техн. наук, проф. Ю. А. Быстров) и канд. техн. наук, доц. В. И. Барановскому, сделавшим ряд полезных замечаний, способствовавших улучшению содержания книги.

Пожелания и отзывы о книге просим направлять по адресу: Москва, 103051, Неглинная ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

введение

Бурное развитие электроники в последние десятилетия требует непрерывного совершенствования существующих и разработки новых видов электронно-лучевых и фотоэлектронных приборов. В настоящее время потребность народного хозяйства в различных типах электронно-лучевых и фотоэлектронных приборов очень велика: например, годовая потребность только в кинескопах составляет несколько миллионов штук.

Если в начале XX в. были известны лишь простейшая электроннолучевая трубка («трубка Брауна») и фотоэлемент с внешним фотоэффектом малой чувствительности, то сейчас число принципиально отличных электронно-лучевых и фотоэлектронных приборов достигает нескольких десятков, а число разновидностей серийно выпускаемых отечественной промышленностью приборов — нескольких сотен.

Развитие электронно-лучевых и фотоэлектронных приборов во многом определялось потребностями их использования для различных целей. Так, исследование быстро протекающих процессов привело к разработке электронного осциллографа и, следовательно, осциллографической трубки, создание высококачественного телевидения — к разработке кинескопов и передающих трубок, вначале черно-белых, а затем — цветных. Отметим, что развитие электронно-лучевой техники, создание совершенных электронно-лучевых трубок способствовали быстрому развитию радиолокационной техники.

Разработка многочисленных видов фотоэлектронных умножителей стимулировалась развитием и широким внедрением физических методов исследования в области ядерной физики, применениями в космических исследованиях, квантовой электронике. Создание космических кораблей потребовало новых приемников ультрафиолетового излучения и фотоэлектрических источников питания — солнечных фотоэлементов и солнечных фотобатарей. Для фотометрирования импульсных источников излучения оказалась необходимой разработка специальных сильноточных вакуумных фотоэлементов. Можно сказать, что современные радиоэлектроника, автоматика, телемеханика, вычислительная техника, оптоэлектроника в значительной мере базируются на достижениях электронно-лучевой и фотоэлектронной техники.

Развитию электронно-лучевых и фотоэлектронных приборов способствовали (а часто являлись основополагающими) работы выдающихся русских ученых и инженеров. Фундаментальные работы по исследованию фотоэлектронной эмиссии были выполнены А. Г. Столетовым еще в 1888 г. Впервые идея воспроизведения телевизионного изображения на экране электронно-лучевой трубки была высказана Б. Л. Розингом в 1907 г. В 1911 г. Д. А. Рожанский предложил использовать электронно-лучевую трубку с магнитной фокусировкой и отклонением луча для анализа переменных сигналов, т. е. создал первый электронный осциллограф. В 30-е годы были разработаны количественные теории внешнего фотоэффекта (И. Е. Тамм, С. И. Шубин). В это же время в СССР были получены первые вакуумные фотоэлементы с высокой чувствительностью (П. В. Тимофеев).

Большой вклад внесли советские ученые в создание и усовершенствование передающих телевизионных трубок: в 1925 г. А. А. Чернышов получил авторское свидетельство на передающую трубку с фотопроводящей мишенью — видикон, широко используемую (со значительными усовершенствованиями) в настоящее время; принцип действия первой трубки с накоплением заряда был сформулирован в 1931 г. С. И. Катаевым (практически трубка с накоплением заряда иконоскоп — была запатентована в США В. К. Зворыкиным позже предложения С. И. Катаева). Значительное усовершенствование передающих трубок, позволившее поднять их чувствительность в десятки раз, стало возможным за счет реализации в 1938 г. предложения П. В. Тимофеева и П. В. Шмакова об использовании электронного усиления изображения в секции переноса передающих трубок.

Советский инженер Л. А. Кубецкий в 1930 г. разработал первый фотоэлектронный умножитель. Создание многокамерных электроннооптических преобразователей, позволивших провести ряд уникальных физических экспериментов, принадлежит М. М. Бутслову. На основе фундаментальных исследований Н. Д. Галинский создал количественную теорию работы передающих трубок с накоплением заряда и перезарядным считыванием (60-е годы).

И в настоящее время советскими учеными и инженерами проводятся многочисленные исследования и разработки новых электронно-лучевых и фотоэлектронных приборов, не уступающих, а в ряде случаев превосходящих по основным параметрам лучшие зарубежные образцы:

основы электронной оптики

ГЛАВА 1 ОСНОВЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ОПТИКИ

§ 1.1. Основные понятия электронной оптики

Электронная оптика является разделом физики, в котором изучаются вопросы движения заряженных частиц (электронов и ионов) в электрических и магнитных полях, формирования и фокусировки потоков заряженных частиц и получения изображений с помощью электронных и ионных пучков. Как будет показано, между движением заряженных частиц в электрических и магнитных полях и распространением световых лучей имеется аналогия, позволяющая во многих случаях использовать известные положения обычной (световой) оптики при рассмотрении электронно-оптических задач.

В электронной оптике по аналогии со световой оптикой вводится понятие электронно-оптического показателя преломления, исследуются электронные линзы, призмы и зеркала, а электронные линзы, в свою очередь, так же как и световые линзы, характеризуются оптической силой, положением главных фокусов и главных плоскостей и т. д.

Электронная оптика зародилась в 20-х годах нашего столетия и особенно быстро развивалась в последние десятилетия. В настоящее время ее часто выделяют как самостоятельную науку, охватывающую широкий круг вопросов, связанных с движением заряженных частиц в электронно-оптической среде — электрических и магнитных полях в вакууме.

Вопросы фокусировки электронных потоков, получения изображений, а также электронные линзы, призмы и зеркала являются предметом изучения геометрической электронной оптики.

При рассмотрении геометрической электронной оптики предполагается, что электрические и магнитные поля, определяющие характер движения заряженных частиц, являются чисто внешними, т. е. создаются электродами с заданными потенциалами, а также катушками, обтекаемыми токами, или магнитами. В то же время электрон, являясь заряженной частицей, создает собственное электрическое поле, а движущийся заряд — и собственное магнитное поле. Поэтому строго электрические и магнитные поля, действующие на электронные потоки, следует рассматривать как суперпозицию полей, создаваемых внешними электродами и магнитами, и полей, создаваемых самим электронным потоком.

Действие собственного электрического поля электронного потока

начинает проявляться при сравнительно больших плотностях пространственного заряда в пучке и небольших скоростях электронов (см. § 2.1), а действие собственного магнитного поля — лишь при скоростях электронов, близких к скорости света, т. е. в релятивистском случае.

При малых плотностях пространственного заряда и сравнительно больших скоростях электронов можно не учитывать действие объемного заряда, т. е., оставаясь в рамках геометрической оптики, можно говорить о фокусировке — сведении электронного потока в точку (или линию), получении качественных электронных изображений, использовать аналогию между электронной и световой оптикой. При наличии заметного пространственного заряда фокусировка становится принципиально невозможной — можно говорить лишь об ограничении расходимости электронного потока, формировании электронных пучков определенной конфигурации с конечным сечением. Вопросы формирования электронных пучков с учетом собственного заряда электронов изучаются в электронной о птике интенсивных пучков (см. гл. 2).

В рамках геометрической электронной оптики в большинстве случаев можно не учитывать волновые свойства электрона, поскольку длина волны де Бройля (< 10⁻¹⁰ м) мала́ по сравнению с размерами диафрагм, ограничивающих пучки, и дифракционные явления не наблюдаются. Можно также не учитывать соотношение неопределенностей Гейзенберга, т. е. считать, что скорость и координата движущегося электрона могут быть определены одновременно с достаточной для практических целей степенью точности.

При рассмотрении движения электронов в электронно-лучевых приборах часто можно использовать уравнения классической механики, в частности уравнение сохранения энергии:

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \qquad (1.1)$$

где *m*, *v* и *e* — масса, скорость и заряд электрона ($e = 1, 6 \cdot 10^{-19}$ Кл); *U* — разность потенциалов, пройденная электроном в электрическом поле (предполагается, что при U = 0 v = 0, т. е. электрон начинает движение в электрическом поле без начальной скорости).

Из уравнения (1.1) непосредственно можно получить выражение для скорости электрона:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}U} = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U} \frac{M}{c} \approx 600 \sqrt{U} \frac{KM}{c}, \qquad (1.2)$$

где разность потенциалов U измерена в вольтах.

Однако если попытаться определить по выражению (1.2) скорость электрона, ускоренного разностью потенциалов порядка 1 МВ, то для *v* получится значение, превышающее скорость света, что противоречит основному положению теории относительности.

Для оценки пределов применимости к движущимся электронам законов классической механики удобно пользоваться таблицами (табл. 1.1) или графиками (рис. 1.1).

Таблица 1.1

١

<u> </u>	0, M/C	$\beta = v/c$	U.B	υ, м/с	$\beta = v/c$
0,1 1,0 10 10 ² 10 ³	$1,87 \cdot 10^{5} \\ 5,90 \cdot 10^{5} \\ 1,87 \cdot 10^{6} \\ 5,90 \cdot 10^{6} \\ 1,87 \cdot 10^{7} $	$\begin{array}{c} 6,62 \cdot 10^{-4} \\ 1,98 \cdot 10^{-3} \\ 6,20 \cdot 10^{-3} \\ 1,98 \cdot 10^{-3} \\ 6,20 \cdot 10^{-3} \\ 6,20 \cdot 10^{-3} \end{array}$	10 ⁴ 10 ⁵ 10 ⁶ 10 ⁷	$5,80 \cdot 10^7$ $1,64 \cdot 10^8$ $2,84 \cdot 10^8$ $2,99 \cdot 10^8$	$\begin{array}{c}1,95 \cdot 10^{-1}\\5,90 \cdot 10^{-1}\\0,95\\0,998\end{array}$

На рис. 1.1 приведена зависимость (в логарифмическом масштабе) скорости электрона от пройденной разности потенциалов. При малых разностях потенциалов зависимость $v = f(V \overline{U})$ линейна; при больших



Рис. 1.1. Зависимость скорости электрона от пройденной разности потенциалов

ускоряющих разностях потенциалов линейная зависимость заметно нарушается и тогда необходимо пользоваться релятивистскими формулами. Практически допустимая погрешность в величине скорости (не более 5%) при использовании уравнений классической механики получается при ускоряющих разностях потенциалов до 25—30 кВ.

Релятивистские формулы приходится применять лишь в отдельных случаях, например при рассмотрении фокусировки и отклонения электронов в проекционных кинескопах, где ускоряющие раз-

ности потенциалов достигают 70—80 кВ, и в электронных микроскопах, где значение U нередко превышает 100 кВ.

Изучая основы геометрической электронной оптики, будем оперировать такими понятиями, как поток электронов, электронный пучок и электронный луч.

Наиболее общим является понятие электронного потока — совокупности движущихся примерно в одном направлении электронов, при этом иногда можно не учитывать граничные условия или считать поток неограниченным. Поток электронов может создаваться либо одним источником (катодом), либо несколькими источниками.

Электронный пучок — это поток электронов, эмиттируемых одним источником и движущихся в ограниченной области пространства. Пучок, как правило, является «длинным», т. е. имеющим протяженность вдоль одной из координатных осей, значительно большую, чем вдоль двух других осей. Поэтому можно говорить о конфигурации пучка, рассчитывать граничные траектории, фокусировать пучки.

Электронный луч — это пучок электронов, эмиттируемых одним источником и движущихся по близким траекториям в определенной области пространства. Электронный луч представляет собой настолько тонкий электронный пучок, что сечение его можно считать сколь угодно малым, а след луча на экране — точкой. Реальные электронные пучки можно считать совокупностью множества электронных лучей. Практически электронным лучом часто называют сфокусированный пучок электронов, имеющий хотя бы в одном месте очень малое сечение. Такие пучки — «лучи» используют в большинстве электронно-лучевых приборов, что и определяет обобщающее название этого класса электровакуумных приборов.

§ 1.2. Движение электронов в электрическом и магнитном полях. Оптико-механическая аналогия

Рассмотрим движение электронов в электрическом и магнитном полях. На электрон в электрическом и магнитном полях действует сила Лоренца

$$F = -e \{E + [vB]\},$$
 (1.3)

где Е и В — векторы напряженности электрического поля и магнитной индукции соответственно.

В случае только электрического поля уравнения движения электронов в декартовой системе координат (для нерелятивистских электронов) записываются следующим образом:

$$mx = -eE_x,$$

$$my = -eE_y,$$

$$mz = -eE_z,$$

(1.4)

где E_x , E_y и E_z — составляющие напряженности электрического поля. В качестве примера рассмотрим движение электронов в однород-

ном электростатическом поле ($\dot{E}_y = \text{const}$ $E_x = \dot{E}_z = 0$) (рис. 1.2). Допустим, что электрон влетает в поле вдоль оси *OZ* с начальной скоростью $v_{z0}(v_{x0} = v_{y0} = 0)$.

Интегрирование системы уравнений (1.4) приводит к выражениям

$$v_z = v_{zo} = \text{const}, \ z = v_z t,$$
$$v_y = \frac{e}{m} E_y t, \ y = \frac{1}{2} \frac{e}{m} E_y t^2.$$

Исключив t из правых уравнений, получим уравнение траектории электрона:

$$y = \frac{1}{2} \frac{e}{m} E_y \frac{z^3}{v_z^2}.$$
 (1.5)

Таким образом, траекторией электрона в однородном электростатическом поле является парабола. Практический



Рис. 1.2. Движение электрона в однородном электростатическом поле

интерес представляет определение угла отклонения траектории электрона от первоначального направления. Дифференцируя выражение (1.5) по z, найдем

$$\frac{dy}{dz} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{e}{m} E_y \frac{z}{v_z^2}.$$
 (1.6)

В магнитном поле уравнения движения электронов (в декартовой системе координат) имеют вид:



Рис. 1.3. Движение электрона в однородном магнитном поле



Нетрудно видеть, что в магнитном поле сила, действующая на электрон, всегда перпендикулярна направлению скорости. Из этого следует важный вывод о том, что в магнитном поле величина скорости (а следовательно, и энергия) электрона остается неизменной, изменяется только направление движения. В самом деле, работа, производимая силой, равна скалярному произведению вектора силы на вектор скорости и согласно выражению (1.3) можно записать

$$W = \mathbf{F}\mathbf{v} = - e[\mathbf{v}\mathbf{B}]\mathbf{v} = - e[\mathbf{v}\mathbf{v}]\mathbf{B} = 0.$$
(1.8)

В практически интересном случае движения электронов в однородном поперечном (v \perp B) магнитном поле (рис. 1.3) сила Лоренца является центростремительной и электрон описывает круговую траекторию, радиус которой может быть определен из соотношения

$$\frac{mv^2}{R} = evB, \tag{1.9}$$

откуда

$$R = \frac{mv}{eB}.$$
 (1.10)

Определим угол отклонения траектории электрона в поперечном магнитном поле (см. рис. 1.3):

$$\sin \alpha = z/R. \tag{1.11}$$

Подставляя значение R из выражения (1.10) и полагая для малых углов sina \approx tga, получим

$$tga = \frac{eBz}{mv}.$$
 (1.12)

Нахождение в явном виде траекторий электронов, движущихся в электростатических и магнитных полях, сводится к решению систем

дифференциальных уравнений (1.4) и (1.7). Решение системы (1.4) возможно, если напряженность электрического поля или потенциал заданы в виде функций координат:

$$U = U(x, y, z), E_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial U}{\partial z}$$

В пространстве, свободном от заряда, электрический потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \Delta U = 0.$$
 (1.13)

Решение уравнения Лапласа с заданными граничными условиями позволяет найти потенциал U как функцию координат, а следовательно, и составляющие напряженности поля. Точное аналитическое решение уравнения Лапласа возможно лишь в некоторых простейших случаях, поэтому при решении электронно-оптических задач широко пользуются приближенными и экспериментальными методами нахождения распределения потенциала (см. § 1.3).

Для решения системы (1.7) необходимо знать распределение магнитной индукции B = B(x, y, z). Индукция магнитного поля определяется векторным потенциалом **A** согласно соотношению

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}.\tag{1.14}$$

Векторный потенциал в ряде случаев может быть рассчитан (см. § 1.3), но при использовании несимметричных магнитных полей или при наличии в поле ферромагнетиков расчет становится затруднительным и приходится прибегать к экспериментальным методам исследования магнитных полей.

Хотя первые работы по электронной оптике относятся к 20-м годам нашего столетия, предпосылки для ее создания имелись уже в середине XIX в. Более 100 лет назад английским ученым В. Гамильтоном была подмечена аналогия между распространением света и движением материальных частиц в силовом поле. Эта аналогия настолько значительна, что при рассмотрении движения электронов в электрическом поле иногда оказывается удобным применять уравнения, определяющие прохождение света сквозь среды с различными оптическими характеристиками. Так, например, оптический закон преломления

$$\sin \alpha / \sin \beta = n_2 / n_1, \tag{1.15}$$

где а и β — углы, образуемые падающим и преломленным лучами с нормалью к границе раздела двух сред, имеющих показатели преломления n_1 и n_2 , справедлив также для электронного луча, проходящего из области потенциала U_1 в область потенциала U_2 .

В самом деле, при движении электрона через границу двух сред с различными потенциалами (рис. 1.4) составляющая скорости, параллельная поверхности раздела, остается без изменения, а составляющая, перпендикулярная этой поверхности, изменяется по величине (увеличивается при $U_3 > U_1$).

Равенство составляющих скоростей v_{1x} и v_{2x} можно записать в виде

$$v_1 \sin \alpha = v_2 \sin \beta. \tag{1.16}$$

Если электрон влетает в область потенциала U₁ с нулевой начальной скоростью, то согласно выражению (1.2)

$$v_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon}{m} U_1}$$
, $v_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon}{m} U_2}$. (1.17)

Подставляя эти значения скоростей в равенство (1.16) и сокращая заряд и массу, получим элект.ронно-оптический закон преломления:

$$\sin \alpha / \sin \beta = \sqrt{\overline{U_2}} / \sqrt{\overline{U_1}}. \tag{1.18}$$

Выражение (1.18) совпадает с (1.15), если предположить, что в электронной оптике роль показателя преломления играет \sqrt{U} .

Точно так же из механического принципа наименьшего действия

$$\int_{t_1}^{t_2} 2W_{\kappa_{\rm HH}} dt = \text{extr}, \qquad (1.19)$$

принимая во внимание, что $2W_{\kappa u \mu}dt = mvds = \sqrt{2emU} ds$, можно получить выражение, аналогичное оптическому принципу Ферма:

$$\int_{a}^{b} n ds = \int_{a}^{b} \sqrt{U} ds = \text{extr}, \qquad (1.20)$$

т. е. движение электрона в электрическом поле с некоторым распределением потенциала U(x, y, z) подобно распространению светового луча в среде с показателем преломления $n = \sqrt{U}$. Различие размерностей *n* и \sqrt{U} несущественно, так как при решении оптических задач в уравнение всегда входят относительные показатели преломления, являющиеся безразмерными величинами.



Рис. 1.4. Преломление электронного луча

Выполнение принципа Ферма в электронной оптике показывает, что заряженные частицы в электрических полях движутся по траекториям, для которых время, затрачиваемое на перемещение частицы между двумя точками, является наименьшим (или наибольшим), т. е. в электронной оптике из всех возможных траекторий практически осуществляются такие, для которых величина «оптического пути» (*fnds*) оказывается экстремальной.

Таким образом, рассматривая поверхности равного потенциала как преломляющие поверхности оптической среды (поверхности, разделяющие среды с различными показателями преломления), можно, используя законы световой оптики, найти траектории электронов в электрических полях.

В магнитном поле сила, действующая на электрический заряд, зависит от величины и направления скорости движения заряженной частицы. Поэтому здесь в явном виде аналогии с оптикой не наблюдается. Можно сказать, что магнитное поле с оптической точки зрения является анизотропной средой в отличие от изотропной среды — электтрического поля.

Хотя аналогия между световой и электронной оптикой достаточно глубока, необходимо отметить и некоторые существенные различия, имеющиеся между распространением света и движением заряженных частиц.

Во-первых, энергия электронов, движущихся в электрическом поле, непрерывно изменяется, что эквивалентно изменению частоты светового луча по мере его распространения, тогда как энергия фотонов луча света в прозрачной среде (а значит, и частота колебаний в соответствии с законом W = hv) не изменяется.

Во-вторых, показатель преломления в световой оптике изменяется скачком на границе двух сред с различными показателями преломления, в то время как в электронной оптике потенциал, а следовательно, и показатель преломления изменяются непрерывно от точки к точке. В связи с этим путь светового луча обычно является ломаной, состоящей из отрезков прямых, а траектория электрона — плавной кривой.

Уравнение Лапласа (1.13) показывает, что, задавая значения потенциала в некоторых точках пространства, можно однозначно определить форму эквипотенциальных поверхностей. Из этого вытекает третье различие между световой и электронной оптикой: в световой оптике формы преломляющих поверхностей и показатель преломления не связаны между собой; в электронной оптике показатель преломления ния (VU) и форма преломляющих (эквипотенциальных) поверхностей обычно не могут быть изменены независимо.

Наконец, следует иметь в виду, что показатель преломления в электронной оптике можно изменить в десятки и сотни раз простым изменением потенциалов электродов; в световой оптике показатель преломления данного оптического элемента постоянен и диапазон возможных значений *n* невелик (примерно от 1 до 3).

§ 1.3. Методы расчета и экспериментального исследования электростатических и магнитных полей

Расчет электростатических полей, используемых для формирования, фокусировки и отклонения электронных пучков, сводится к нахождению распределения потенциала в функции координат. В границах геометрической электронной оптики (пренебрегая собственным зарядом электронов пучка) распределение потенциала описывается уравнением Лапласа (1.13) и расчет сводится к решению задачи Дирихле или Коши для уравнения Лапласа, причем в первом случае заданными являются геометрия электродов и их потенциалы, во втором — значение потенциала и его производной на некоторой граничной кривой.

Точное аналитическое решение уравнения Лапласа может быть найдено лишь в частных случаях, например для распределения потенциала в поле, образованном двумя соосными цилиндрами одинакового радиуса с потенциалами U_1 и U_2 , при условии, что расстояние между цилиндрами значительно меньше их радиуса. Имеются также аналитические решения для полей плоской тонкой диафрагмы и двух соосных параллельных диафрагм. Однако полученные аналитические выражения оказываются неудобными для инженерных расчетов;



Рис. 1.5. Расчет поля методом последовательных приближений

поэтому при решении электроннооптических задач пользуются приближенными методами расчета или (чаще) рассчитывают поля с помощью ЭВМ.

Одним из приближенных методов нахождения распределения потенцииспользуемых ала. при решении электронно-оптических задач, является метод конечных разностей, в основе которого лежит замена производных В исходном уравнении их приближенными выражениями через конечные разности. Применение этого метода рассмотрим на примере нахождения распределе-

ния потенциала в электростатической отклоняющей системе, образованной двумя однократно изломанными пластинами с потенциалами U_1 и U_2 (рис. 1.5). Разобьем все пространство между пластинами на клетки с равными сторонами δ . Нетрудно показать, что потенциал в точке x, равноотстоящей от точек a, b, c, d с известными значениями потенциалов U_a , U_b , U_c и U_d , может быть определен из выражения

$$U_{x} = \frac{U_{a} + U_{b} + U_{c} + U_{d}}{4}.$$
 (1.21)

Составим разности:

$$\frac{U_a - U_x}{\delta}$$
, $\frac{U_x - U_b}{\delta}$, $\frac{U_c - U_x}{\delta}$, $\frac{U_x - U_d}{\delta}$

При достаточно малых значениях δ можно положить, что эти разности приблизительно равны:

$$\frac{\partial U}{\partial x}\Big|_{ax}, \frac{\partial U}{\partial x}\Big|_{xb}, \frac{\partial U}{\partial y}\Big|_{cx}, \frac{\partial U}{\partial y}\Big|_{xd}.$$

Повторяя такую же операцию, получим

$$\frac{U_a - U_x}{\delta} - \frac{U_x - U_b}{\delta} \approx \delta \frac{\partial^2 U}{\partial x^2},$$

$$\frac{U_c - U_x}{\delta} - \frac{U_x - U_d}{\delta} \approx \delta \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}.$$
(1.22)

Складывая уравнения (1.22), получим в правой части уравнение Лапласа:

$$U_a + U_b + U_c + U_d - 4U_x = \delta^2 \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) = 0. \quad (1.23)$$

Из уравнения (1.23) непосредственно следует выражение (1.21). Решение конечно-разностного уравнения может быть выполнено методом последовательных приближений (методом итерации).

Задавая граничные значения потенциала на электродах, можно ориентировочно (на глаз) нанести величины U в точках a_1, a_2, \ldots, b_1 , $b_2, \ldots, c_1, c_2, \ldots, d_1, d_2, \ldots$ и подсчитать по выражению (1.21) значения потенциала в точках x_1, x_2, \ldots . Затем, приняв найденные величины за исходные, следует пересчитать значения потенциалов в точках a, b, c, d, снова уточнить величину U_x и т. д. Повторяя такой прием несколько раз, можно постепенно приблизиться к точным значениям потенциала во всей области. Часто 4—5-е приближение мало отличается от предыдущего и дальнейшего уточнения не требуется. Однако иногда может потребоваться более десяти приближений.

Указанный метод может служить для расчета не только плоских, но и осесимметричных полей. В случае осесимметричного поля значение потенциала в точках плоскости, проходящей через ось системы (меридиональной плоскости), определяется выражением

$$U_{x} = \frac{U_{a} + U_{b} + U_{c} \left(1 - \frac{\delta}{2R}\right) + U_{d} \left(1 + \frac{\delta}{2R}\right)}{4}, \qquad (1.24)$$

где *R* — расстояние точки *x* от оси системы.

В настоящее время широко используется расчет электростатических полей с помощью ЭВМ. Наибольшее распространение получили два из них — метод конечных разностей и метод интегральных уравнений.

Метод конечных разностей, рассмотренный ранее, удобен для реализации на ЭВМ, поскольку для решения задачи применяется метод итерации, сводящий процесс решения к многократному повторению элементарных операций. При использовании этого метода рассматриваемую область «покрывают» квадратной сеткой с шагом h (рис. 1.6). Значения потенциала в узлах сетки вычисляют методом итерации, используя разностный эквивалент уравнения Лапласа:

$$U(i, k) = C_a U(i + 1, k) + C_b U(i, k + 1) + C_a U(i - 1, k) + C_e U(i, k - 1),$$
(1.25)

где U(i + 1, k), U(i, k + 1), ... — потенциалы в соседних узлах (см. рис. 1.6); C_a, C_b, \ldots — коэффициенты, определяемые видом конечноразностного уравнения и формой ячеек сетки.

Расчет методом итерации начинают с задания значений потенциала в узлах решетки U(i, k) в нулевом приближении. Эти значения могут быть произвольными, но чем ближе нулевое приближение к истинному, тем быстрее будет сходиться процесс итерации. Затем с помощью уравнения (1.25) последовательно в каждом узле сетки вычисляют значение потенциала в первом приближении:

$$U_{1}(i, k) = C_{a}U_{0}(i+1, k) + C_{b}U_{0}(i, k+1) + C_{d}U(i-1, k) + C_{e}U_{0}(i, k-1).$$
(1.26)



Рис. 1.6. К расчету поля методом конечных разностей

Далее повторением указанного процесса находят значения U(i, k) во втором, третьем и т. д. приближениях. Расчет продолжают до тех пор, пока значения потенциала в *n* приближении $U_n(i, k)$ будут отличаться от значений предыдущего приближения U_{n-1} (*i*, *k*) на некоторую заданную малую величину, определяемую необходимой точностью расчета.

Разновидностью метода конечных разностей является метод верхней релаксации, при котором расчет потенциала в узлах сетки производят по формулам

$$U_{n}(i, k) = w [C_{a}U_{n-1}(i+1, k) + C_{b}U_{n-1}(i, k+1) + C_{d}U_{n-1}(i-1, k) + C_{c}U_{n-1}(i, k-1) + (1-w)U_{n-1}(i, k),$$
(1.27)

где w — параметр верхней релаксации.

Величину параметра *w* выбирают в пределах 1—2 в зависимости от типа задачи. Для частного типа задач можно подобрать (эмпирически) оптимальную величину *w*, обеспечивающую наиболее быструю сходимость процесса. По сравнению с итерацией метод верхней релаксации обеспечивает значительно более быструю сходимость, т. е. существенное уменьшение машинного времени на решение задачи.

Точность решения задачи о распределении потенциала методом конечных разностей, очевидно, будет тем выше, чем больше узлов содержит сетка; в то же время уменьшение шага сетки приводит к увеличению количества вычислительных операций, т. е. к большей затрате машинного времени. Поэтому в некоторых случаях оказывается целесообразной неравномерная сетка с небольшим шагом в местах, где потенциал изменяется резко, и малым числом узлов в областях слабого изменения поля. При использовании метода конечных разностей необходимо задать значение потенциала по всей границе области, в которой рассчитывается поле. Реальные системы часто получаются открытыми, т. е. со значительным расстоянием между электродами; поэтому приходится искусственно «замыкать» границу, аппроксимируя распределение потенциала между краями электродов подходящей функцией. Удовлетворительные результаты дает линейная или квадратичная аппроксимация, но следует иметь в виду, что неудачное задание распределения потенциала вдоль «открытой» границы может привести к заметным погрешностям.

Существенное уменьшение погрешностей, вызываемых необходимостью приближенно задавать распределение потенциала вдоль «открытой» границы, достигается предварительным моделированием поля в электролитической ванне (см. с. 18). При этом границу поля выбирают так, чтобы она проходила через узлы сетки: значение потенциала в граничных узлах достаточно точно определяется экспериментально. Затем расчет проводят с помощью ЭВМ для замкнутой границы.

Расчет типичных для электронно-оптических систем полей на ЭВМ позволяет получить решение с погрешностью не более 0,1% в течение нескольких минут для машины среднего класса.

При использовании метода интегральных уравнений решение задачи Дирихле для уравнения Лапласа представляется в виде

$$U(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{S} \frac{\sigma}{R_i} dS.$$
 (1.28)

Здесь σ — плотность поверхностных зарядов; R_i — расстояние до поверхностных зарядов с координатами x_i , y_i , z_i

$$R_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}.$$
 (1.29)

Интегрирование ведут по поверхности S, в качестве которой при решении электронно-оптических задач выбирают поверхность электродов, образующих электронно-оптическую систему.

Распределение плотности заряда о по поверхности электродов обычно неизвестно. Чтобы расчет поля стал практически выполнимым, можно применить следующий прием — перемещать точку наблюдения по поверхности электродов. Тогда левая часть уравнения (1.28) будет известной функцией координат и выражение (1.28) следует рассматривать как интегральное уравнение относительно неизвестной функции о. Для решения уравнения численным методом на ЭВМ контуры электродов разбивают на n элементарных участков h_i , на каждом из которых сосредоточен заряд $q_i = h_i \sigma_i$, и расчет сводят к решению системы n алгебраических уравнений.

После нахождения поверхностных зарядов расчет поля сводится к вычислению интегралов, входящих в исходное уравнение (1.28), что легко реализуется на ЭВМ. Метод интегральных уравнений не требует «замыкания» области исследуемого поля в промежутках между электродами, что является определенным преимуществом. Кроме того, решение полевых задач методом интегральных уравнений на ЭВМ требует несколько меньшей затраты машинного времени, чем при методе конечных разностей, поскольку порядок системы уравнений в первом случае определяется числом узлов аппроксимации, во втором — числом узлов сетки, которое всегда существенно больше (при одинаковой точности расчета).

Отметим, что широкому распространению решения полевых задач с помощью ЭВМ в значительной мере способствовало создание типовых программ, используемых при решении наиболее часто встречающихся задач о распределении потенциала.

: f

Помимо аналитических методов решения полевых задач и расчетов полей с помощью ЭВМ при рассмотрении электронно-оптических во-

просов используют моделирование электростатических полей на аналоговых устройствах — электролитической ванне и сетке резисторов.

Метод электролитической ванны основан на аналогии между электростатическим полем в вакууме и полем токов в однородной проводящей жидкости. Если модель электронно-оптической системы с потенциалами $U_1, U_2, ..., U_n$ на электродах погрузить в проводящую жидкость с удельной проводимостью λ , не зависящей от координат, то в жидкости начнет протекать ток, плотность которого

$$\mathbf{J} = \lambda \mathbf{E} = -\lambda \operatorname{grad} U. \tag{1.30}$$

Если в жидкости в междуэлектродном пространстве нет источников или стоков тока, то, очевидно, div J = 0 или

$$\lambda \operatorname{div} \operatorname{grad} U = \lambda \Delta U = 0. \tag{1.31}$$

Иными словами, поле токов в электролите описывается тем же уравнением $\Delta U = 0$ (уравнение Лапласа), с теми же граничным и условиями, что и электростатическое поле в вакууме. Следовательно, распределение потенциала во всех точках электролита в точности совпадает с распределением потенциала в вакууме. Распределение потенциала в электролите можно легко измерить зондом, погруженным в электролит и соединенным с измерительным прибором. Следует применять прибор (ламповый вольтметр или осциллограф), не потребляющий тока, так как в противном случае измерительная цепь может изменить распределение потенциала в ванне. Необходимым условием является постоянство проводимости электролита. Очевидно, это условие не может быть выполнено при использовании для питания ванны постоянного напряжения вследствие неизбежной поляризации электролита, приводящей к изменению концентрации ионов, а следовательно, и проводимости. Поэтому для питания ванны применяют переменное напряжение с частотой 10-1000 Гц; нижний предел частоты определяется подвижностью ионов электролита; при слишком низкой частоте за полупериод ионы могут заметно сместиться, что приводит к местным неоднородностям проводимости; при слишком высокой частоте возникают заметные емкостные токи, которые могут исказить поле в ванне.

Схема установки с электролитической ванной приведена на рис. 1.7. Индикатором в цепи зонда может служить осциллограф или другой чувствительный прибор переменного тока. Электроды обычно изготовляют из железа (технической стали), так как окисление поверхности железа не нарушает нормальной работы ванны ввиду высокой проводимости гидроокиси железа, тогда как при использовании, например, алюминия непроводящая пленка окиси может существенно изменить распределение потенциала в ванне.

Поскольку уравнение Лапласа является однородным относительно потенциалов, напряжения, подводимые к электродам модели, погруженной в ванну, можно пропорционально уменьшить (или увеличить) по сравнению с потенциалами электродов моделируемой системы.

Обычно напряжение питания ванны выбирают невысоким (1—30 В) из соображений техники безопасности и отсутствия заметного нагрева

электролита, так как местный значительный перегрев может привести к изменению проводимости. В качестве электролита можно использовать обычную водопроводную воду, так как ее удельная проводимость ($\sim 10^{-2}$ См/м) достаточно мала по сравнению с удельной проводимостью электродов (7 · 10⁶ См/м).

Особенно удобно моделировать в электролитической ванне плоские и осесимметричные поля, т. е. поля, в которых потенциал зависит только от двух координат: U = U(x, y) - для плоского поля и U = U(z, r)

- для осесимметричного поля. В таких полях имеются плоскости симметрии: z = const - B плоском поле и $\psi = \text{const} - B$ осесимметричном поле (меридиональная плоскость, см. § 1.4). Нормальная составнапряженности ляющая электрического поля в любой точке указанных плоскостей равна нулю. Слеловательно, если рассечь систему электродов плоскостью симметрии и отбросить часть, лежащую по одну сторону этой плоскости, то поле оставшейся части системы не изменится. Из условия равенства нулю перпендикулярной плоскости симметрии составляющей напряженности электрического поля не-



Рис. 1.7. Схема установки с электролитичес-кой ванной

посредственно следует, что при погружении модели системы электродов, имеющей указанную плоскость симметрии, в проводящую жидкость ток через эту плоскость протекать не будет. Поэтому при моделировании можно ограничиться изготовлением лишь части модели, лежащей по одну сторону плоскости симметрии, и при погружении модели в электролит совместить плоскость симметрии с поверхностью жидкости. Тогда отсутствующая симметричная часть системы электродов как бы отразится в поверхности раздела электролит — воздух и поле погруженной части электродов будет в точности соответствовать полю полной системы. Подобный «метод сечения» при моделировании осесимметричных систем позволяет ограничиться тонким слоем электролита клиновидной формы, заключенным между наклонным непроводящим дном мелкой ванны и поверхностью электролита.

С помощью электролитической ванны удается получить значения потенциалов с погрешностью не более 1%; построение эквипотенциальных линий может быть автоматизировано.

Известны и другие аналоговые устройства, используемые для моде-

лирования полей, описываемых уравнением Лапласа (например, сетка резисторов, проводящая бумага, упругая мембрана), однако они не получили широкого распространения.

Магнитные поля, используемые в электронно-оптических системах, обычно создаются катушками, обтекаемыми токами, или постоянными магнитами, причем необходимая конфигурация поля обеспечивается полюсными наконечниками и магнитными экранами, выполненными из материалов с большой магнитной проницаемостью.

В общем случае магнитное поле в вакууме описывается векторным потенциалом А, удовлетворяющим уравнению

$$\Delta \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J},\tag{1.32}$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума; **Ј** — вектор плотности тока.

На поверхностях полюсных наконечников с достаточно большой магнитной проницаемостью μ можно приближенно считать $\mu \rightarrow \infty$; тогда на контуре области, ограниченной полюсными наконечниками или магнитными экранами, нормальная производная векторного потенциала обращается в нуль:

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n} = 0, \tag{1.33}$$

т е. поверхности полюсных наконечников и экранов являются эквипотенциальными.

В области, свободной от источников поля (обмоток с токами), правая часть уравнения (1.32) обращается в нуль и расчет поля сводится к решению задачи Дирихле для уравнения Лапласа с граничными условиями (1.33). Такое решение может быть найдено с помощью ЭВМ аналогично решению задачи для электростатического поля.

В большинстве практических электронно-оптических систем применяются магнитные поля, обладающие осевой симметрией. Для таких полей распределение магнитной индукции вблизи оси может быть легко рассчитано, если известно осевое распределение (см. § 1.4). В то же время значение магнитной индукции на оси осесимметричного поля, создаваемого одиночным витком радиуса *R*, обтекаемым током *I*, согласно закону Био — Савара, равно

$$B_0(z) = \frac{\mu_0 / R}{2 \left(R^2 + z^2 \right)^{3/2}}.$$
 (1.34)

Выражение (1.34) с достаточной степенью точности можно использовать для расчета магнитного поля на оси короткой катушки, имеющей w витков и средний радиус намотки R_{cp} :

$$B_0(z) \approx \frac{\mu_0 R_{\rm cp} \omega I}{2 \left(R_{\rm cp}^2 + z^2 \right)^{3/2}}$$
 (1.35)

Внутри длинного соленоида, имеющего *w* витков, распределенных равномерно по всей длине *L*, создается практически однородное поле с индукцией.

$$B = \frac{\mu_0 \omega I}{L} \,. \tag{1.36}$$

Если в формулах (1.34)—(1.36) значение тока подставлять в амперах, а значения R и z — в метрах, то магнитная индукция B будет иметь размерность тесла, если же значения R и z подставлять в сантиметрах, то индукция B получится в гауссах, что удобно для расчетов.

Для часто используемых экранированных (с ферромагнитной оболочкой) круговых катушек распределение магнитной индукции вдоль оси катушки хорошо аппроксимируется выражением

$$B_0(z) = B_{\max} e^{-\frac{z^2}{1,44a^2}}, \qquad (1.37)$$

где B_{\max} — максимальное значение магнитной индукции, а a — половина «полуширины» поля (рис. 1.8).

Формула (1.37) дает удовлетворительную точность лишь при отсутствии насыщения ферромагнетиков. В случае насыщения поле на оси экранированной катушки можно приближенно рассчитать по формуле

$$B_0(z) = \frac{B_{\text{max}}}{1 + \left(\frac{z}{a}\right)^2} \cdot$$
(1.38)

Известны и другие полуэмпирические выражения, позволяющие достаточно точно рассчитывать осевое распределение магнитной индукции по известным (или экспериментально найденным) максимальному значению индукции и «полуширине» поля.

Входящие в выражения (1.37) и (1.38) значения B_{\max} и *а* сравнительно просто можно определить одним из экспериментальных методов исследования магнитных полей. Для измерения магнитной индукции полей, используемых в электронно-оптических системах, наибольшее

распространение получили метод баллистического гальванометра и метод, основанный на эффекте Холла.

Схема установки с баллистическим гальванометром показана на рис. 1.9. Маленькую измерительную катушку *ИК* помещают в магнитное поле, причем плоскость



Рис. 1.8. Колоколообразное магнитное поле



Рис. 1.9. Схема установки с баллистическим гальванометром

ее располагают перпендикулярно силовым линиям поля. Выводы катушки соединяют с баллистическим гальванометром $\mathcal{B}\Gamma$. Если катушка имеет ω витков и площадь ее сечения равна S, то магнитный поток, сцепленный с катушкой,

$$\Psi = \omega SB. \tag{1.39}$$

Включением или переключением направления тока в обмотке соленоида поток, сцепленный с катушкой, изменяется на ωSB или $2\omega SB$. При этом в измерительной катушке наводится э. д. с., в резуль-



Рис. 1.10. Датчик Холла

тате чего через баллистический гальванометр протекает ток. Как известно, количество электричества, протекающего через катушку, пропорционально изменению охватываемого ею магнитного потока, а отброс стрелки гальванометра, в свою очередь, пропорционален количеству протекшего электричества.

Таким образом, зная геометрические размеры, число витков и постоянную гальванометра, можно проградуировать шкалу измерительного прибора непосредственно в единицах магнитной индукции. При использовании достаточно малых измерительных катушек (описаны катушки диаметром 0,4 мм, длиной 0,3 мм, имеющие 100 витков медной проволоки диаметром 0,025 мм) погрешность

в определении магнитной индукции не превышает 1%. Недостатками метода баллистического гальванометра являются большая трудоемкость (невозможность непрерывного измерения при перемещении измерительной катушки) и затруднения, связанные с необходимостью ориентировать плоскость витков измерительной катушки перпендикулярно силовым линиям поля, направление которых заранее неизвестно.

Быстро и достаточно точно магнитную индукцию можно определить путем измерения э. д. с. Холла E_{x} , которая возникает в металле или полупроводнике, обтекаемом током, помещенном в магнитном поле. Как известно, э. д. с. Холла пропорциональна магнитному потоку, пронизывающему металлическую или полупроводниковую пластинку, по которой протекает ток неизменной величины. Практически для измерения магнитной индукции методом, основанным на эффекте Холла, используют прямоугольную пластинку (размером 2-3 × 3-4 мм) из полупроводника (например, германия), имеющую выводы от всех четырех сторон (датчик Холла) (рис. 1.10). К двум противоположным выводам подводят стабилизированное напряжение от внешнего источника, к двум другим выводам подключают чувствительный прибор, измеряющий э. д. с. Холла. Помещая пластинку в магнитное поле и ориентируя ее плоскость перпендикулярно силовым линиям поля, измеряют э. д. с. Холла и подсчитывают величину магнитной индукции $\hat{B} = kE_X$, где множитель k обычно определяют экспериментально, градуируя установку в поле с известным (или легко рассчитываемым) значением индукции. Описанный метод позволяет оценивать магнитную индукцию с погрешностью не более 2—3%; он удобен для быстрого нахождения распределения магнитного поля. Однако для получения достаточно точных результатов требуется стабилизация температуры датчика, что ограничивает возможности метода.

§ 1.4. Осесимметричные электрические и магнитные поля

В большинстве электронно-лучевых приборов для фокусировки электронных пучков служат электрические и магнитные поля, обладающие симметрией тел вращения. Движение заряженных частиц в таких полях аналогично распространению света сквозь линзы; как будет показано, любое неоднородное электрическое или магнитное поле, обладающее осевой симметрией, является электронной линзой. Поэтому в электронной оптике большое внимание уделяется изучению осесимметричных электрических и магнитных полей.

Для описания полей, обладающих осевой симметрией, целесообразно ввести цилиндрическую систему координат (рис. 1.11), в которой значение потенциала в точке p выражается через три координаты z, r, ψ :

$$U = U(z, r, \psi).$$

Условие осевой симметрии в цилиндрической системе координат может быть записано таким образом:

$$U(z, r, \psi) = U(z, r, 0), \qquad (1.40)$$

т. е. значения z и r однозначно определяют величину U независимо от угла поворота, U = U(z, r).

Обычно наиболее просто может быть рассчитано и измерено распределение потенциала вдоль оси системы (r = 0). Поэтому удобно представить распределение потенциала в некоторой области вблизи оси системы через значение известного потенциала на самой оси.

В поле, свободном от объемного заряда, потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа, которое в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \psi^2} = 0.$$
(1.41)

В осесимметричном поле $[U = U(z, r) \neq f(\psi)]$ последний член уравнения (1.41) обращается в нуль и уравнение упрощается:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} = 0.$$
(1.42)

Будем искать решение уравнения (1.42) в виде ряда по степеням *г*.

$$U(z, r) = U_0(z) + U_2(z)r^2 + U_4(z)r^4 + \cdots .$$
(1.43)

Ряд содержит только четные степени r по следующим соображениям. Если рассечь пространство плоскостью, проходящей через ось

системы (меридиональной плоскостью), то z и r на этой плоскости можно рассматривать как декартовы координаты (рис. 1.12).

Две симметричные относительно оси *OZ* точки *a* и *b* по условию характеризуются одинаковым потенциалом, так как одна переходит в другую при повороте плоскости на угол $\psi = \pi$. В то же время точка *b* отличается от точки *a* только знаком координаты *r*, который не изменит значения потенциала лишь тогда, когда все степени *r* будут четные.





Рис. 1.11. Цилиндрическая система координат

Рис. 1.12. Поворот меридиональной плоскости

Первый член ряда $U_0(z)$ определяет распределение потенциала вдоль оси системы (r = 0). Продифференцируем ряд (1.43) дважды по z, один раз и дважды по r и подставим его в уравнение (1.42), объединив члены с одинаковыми степенями r:

$$U_{0}^{*}(z) + 4U_{2}(z) + [U_{2}^{*}(z) + 16U_{4}(z)]r^{2} + [U_{4}^{*}(z) + 36U_{6}(z)]r^{4} + \dots = 0$$
(1.44)

(здесь штрихи означают дифференцирование по z).

Так как это равенство должно быть справедливо при любых значениях *r*, то, очевидно, коэффициенты при всех степенях *r* должны равняться нулю:

$$U_0(z) + 4U_2(z) = 0,$$

 $U_2(z) + 16U_4(z) = 0,$
(1.45)

откуда

$$U_{2}(z) = -\frac{1}{4} U_{0}(z),$$

$$U_{4}(z) = \frac{1}{64} U_{0}^{IV}(z),$$
(1.46)

или в общем случае

$$U_{2k} = (-1)^k \frac{U_0^{2k}(z)}{2^{2k} (k!)^2} \,. \tag{1.47}$$

Подставив значения коэффициентов при *r^k* в ряд, получим выражение потенциала осесимметричного электрического поля:

$$U(z, r) = U_0(z) - \frac{1}{4} U'_0(z) r^2 + \frac{1}{64} U_0^{V}(z) r^4 + \cdots, \qquad (1.48)$$

или в общем случае

$$U(z, r) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^{k}}{(k!)^{2}} U_{0}^{(2k)}(z) \left(\frac{r}{2}\right)^{2k}, \qquad (1.49)$$

которое дает возможность рассчитать осесимметричное электрическое поле, если известно распределение потенциала вдоль оси $U_0(z)$.

В электронно-лучевых приборах часто используют узкие приосевые пучки электронов. В этих случаях нет необходимости исследовать поле вдали от оси системы, так как на формирование электронного пучка оказывает влияние лишь приосевая (параксиальная) область поля. Оставаясь в рамках параксиальной оптики, вместо полного разложения потенциала (1.49) с достаточной степенью точности можно ограничиться лишь двумя первыми членами ряда, т. е. рассматривать распределение потенциала вблизи оси системы:

$$U(z, r) \approx U_0(z) - \frac{1}{4} U_0(z) r^2.$$
 (1.50)

Осесимметричное поле в приосевой области обладает рядом особенностей. Продифференцируем выражение (1.50) по *r*:

$$\frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{2} U_0(z) r. \qquad (1.51)$$

Из уравнения (1.51) следует, что радиальная составляющая напряженности электрического поля $E_r = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{1}{2} U_0^r r$ пропорциональна r, т. е. линейно возрастает с удалением от оси. В то же время на самой оси (r = 0) радиальная составляющая напряженности обращается в нуль. Но вторая производная U(z, r) по r:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} = -\frac{1}{2} U_{\gamma}^* (z) \tag{1.52}$$

не равна нулю на оси.

Выберем на оси некоторую точку с координатой $z = z_0$ и разложим $U_0(z)$ вблизи этой точки в ряд Тейлора:

$$U_{0}(z) = U_{0}(z_{0} + \Delta z) = U_{0}(z_{0}) + U_{0}'(z_{0}) \Delta z + \frac{1}{2} U_{0}'(z_{0}) (\Delta z)^{2} + \cdots$$
(1.53)

При небольшом удалении от оси (в параксиальной области) U(z, r) вблизи точки z₀ можно представить в виде

$$U(z, r) = U_{0}(z_{0}) + U_{0}(z_{0}) \Delta z + \frac{1}{2} U_{0}(z_{0}) (\Delta z)^{2} - \frac{1}{4} U_{0}(z) r^{2}. \quad (1.54)$$

Рассмотрим эквипотенциальную поверхность, пересекающую ось в точке z_0 . Вдоль этой поверхности $U(z, r) = U_0(z_0) = \text{const.}$ Тогда из выражения (1.54) получается уравнение эквипотенциальной поверхности, проходящей через точку z_0 :

$$\frac{1}{4}U_{0}^{'}(z_{0})r^{2} = \frac{1}{2}U_{0}^{'}(z_{0})(\Delta z)^{2} + U_{0}^{'}(z_{0})\Delta z.$$
(1.55)

Уравнение (1.55) является уравнением гиперболы, откуда непосредственно следует, что эквипотенциальные поверхности вблизи оси осесимметричного поля являются гиперболоидами вращения.



Рис. 1.13. Поле плоской диафрагмы

Таким образом, любое электрическое поле, обладающее осевой симметрией, вблизи оси является гиперболическим.

При исследовании полей, обладающих осевой симметрией, часто встречаются случаи, когда в некоторой точке на оси напряженность поля становится равной нулю. В качестве примера можно привести поле круглой диафрагмы, помещенной между двумя плоскими электродами с равными, но отличными от потенциала самой диафрагмы величинами потенциалов (рис. 1.13).

Нетрудно видеть, что при удалении от особой точки (z₀) в обе стороны вдоль оси потенциал возрастает, а при удалении в радиальном направлении потенциал уменьшается. Такую особую точку обычно называют седлообразной или точкой «седловины» поля.

В седлообразной точке направление вектора напряженности поля становится неопределенным, т. е. производные dU/dz и dU/dr в этой точке обращаются в нуль. Тогда из разложения (1.55), которое справедливо и для седлообразной точки, непосредственно следует $r^2 = -2(\Delta z)^2$, поскольку $U_0(z_0) \neq 0$.

Таким образом, в седлообразной точке гиперболические эквипотенциальные линии вырождаются в две пересекающиеся прямые, являющиеся ас имптотами гипербол. Уравнение этих прямых имеет вид

$$r = \pm \sqrt{2} \Delta z. \tag{1.56}$$

Следовательно, эквипотенциальные поверхности, являющиеся в общем случае вблизи оси осесимметричного поля гиперболоидами вращения, в особой (седлообразной) точке обращаются в конус с углом при вершине, равным $2 \arctan \sqrt{2} = 109^{\circ} 28'$, независимо от распределения потенциала вдали от особой точки. Эту особенность часто используют как критерий для оценки точности приближенного расчета или экспериментального нахождения эквипотенциальных поверхностей в полях, имеющих седлообразные точки. Заметное отличие угла на-

клона эквипотенциальной линии, проходящей через седлообразную точку, от величины arctg $\sqrt{2} \approx 55^{\circ}$ свидетельствует об ошибке в расчетах или погрешности эксперимента.

Магнитные поля, обладающие осевой симметрией, удобно представить в виде трех составляющих в цилиндрической системе координат.

Так как $\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$, то

$$B_{z} = (\operatorname{rot} \mathbf{A})_{z} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial (rA_{\psi})}{\partial r} - \frac{\partial A_{r}}{\partial \psi} \right],$$

$$B_{r} = (\operatorname{rot} \mathbf{A})_{r} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial A_{z}}{\partial \psi} - \frac{\partial (rA_{\psi})}{\partial z} \right],$$

$$B_{\psi} = (\operatorname{rot} \mathbf{A})_{\psi} = \frac{\partial A_{r}}{\partial z} - \frac{\partial A_{z}}{\partial r}.$$

(1.57)

В силу осевой симметрии $B_{\phi} = 0$, т. е. В и **A** не зависят от ψ . Тогда система (1.57) переходит в уравнения

$$B_{z} = \frac{1}{r} \frac{\partial (rA_{\psi})}{\partial r},$$

$$B_{r} = -\frac{\partial A_{\psi}}{\partial z},$$

$$B_{d_{\psi}} = 0.$$
(1.58)

Из последнего уравнения следует [см. (1.57)], что в осесимметричном поле

$$\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} = 0. \tag{1.59}$$

Не нарушая общности, можно положить, что в осесимметричном поле $A_z = A_r = 0$, т. е. векторный потенциал имеет только одну (азимутальную) составляющую $A_{\psi} \neq 0$. Это утверждение следует также из закона Био — Савара, записанного в векторной форме, так как ток, создающий осесимметричное поле, протекает по круговому витку, т. е. имеет только азимутальную составляющую.

В пространстве, свободном от токов, $rot \mathbf{B} = 0$, а значит,

$$(\operatorname{rot} \mathbf{B})_{\psi} = \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = 0.$$
(1.60)

Подставив в (1.60) выражения для B_z и B_r из системы (1.58), получим уравнение для векторного потенциала, аналогичное уравнению Лапласа для скалярного электрического потенциала:

$$\frac{\partial^2 A_{\psi}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A_{\psi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_{\psi}}{\partial r} - \frac{A_{\psi}}{r^2} = 0.$$
(1.61)

Для осесимметричного поля индукция В является четной функцией *г*, следовательно, векторный потенциал А (связанный с величиной **В** операцией дифференцирования) должен быть нечетной функцией r. Поэтому разложим векторный потенциал в ряд по нечетным степеням r (поскольку в осесимметричном поле **A** имеет только одну составляющую, достаточно рассмотреть разложение только для A_{ψ}):

$$A_{\psi}(z, r) = f_1(z)r + f_3(z)r^2 + f_5(z)r^5 + \cdots \qquad (1.62)$$

Продифференцируем ряд (1.62) дважды по *z*, один раз и дважды по *r* и подставим его в уравнение (1.61), объединив члены при одинаковых степенях *r*:

$$\left[f_{1}^{''}(z)+8f_{3}(z)\right]+\left[f_{3}^{'}(z)+24f_{5}(z)\right]r^{3}+\cdots=0.$$
(1.63)

Это уравнение должно быть справедливо для любых r, что возможно в случае обращения в нуль коэффициентов при r, r^3 , r^5 , Приравнивая нулю эти коэффициенты, можно определить функции f_1 , f_3 , f_5 ... и т. д.

$$\begin{array}{c}
f_{3}(z) = \frac{f_{1}(z)}{8}, \\
f_{5}(z) = \frac{f_{3}(z)}{24}, \\
\end{array},$$
(1.64)

Для определения $f_1(z)$ подставим в первое уравнение системы (1.57) $A_{\psi}(z, r)$ из (1.62) и положим r = 0. Тогда $B_z(z, 0) = 2f_1(z)$,

$$f_1(z) = \frac{B_z(z, 0)}{2} = \frac{1}{2} B_0(z), \qquad (1.65)$$

т. е. значение f_1 равно половине величины магнитной индукции на оси поля.

Подставив значения f_1 , f_3 , ... в ряд (1.62), найдем выражение для векторного потенциала осесимметричного поля:

$$A_{\psi}(z, r) = \frac{1}{2} B_{0}(z) r - \frac{1}{16} B_{0}^{*}(z) r^{3} + \frac{1}{384} B_{0}^{IV}(z) r^{5} - \cdots, (1.66)$$

или

$$A_{\psi}(z, r) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^{k}}{k!(k+1)} B_{0}^{(2k)}(z) \left(\frac{r}{2}\right)^{2k+1}.$$
 (1.67)

Полученные уравнения позволяют рассчитать векторный потенциал в любой точке осесимметричного поля, если известно значение магнитной индукции на оси. Распределение индукции вдоль оси в ряде практически важных случаев (см. § 1.3) просто рассчитать или на<u>й</u>ти экспериментально.

ГРассмотрим теперь движение электронов в полях, обладающих осевой симметрией. Составим уравнение движения электрона в осесимметричном электрическом поле, используя цилиндрическую систему координат. Будем считать, что скорость электронов значительно мень-

ше скорости света, т. е. пренебрежем релятивистским изменением массы. Предположим, что электрон начинает движение с нулевой начальной скоростью из точки с потенциалом U = 0 вблизи оси системы. Поскольку в осесимметричном поле нет азимутальной составляющей, электрон, начавший движение в некоторой плоскости, проходящей через ось (меридиональной плоскости), в дальнейшем будет двигаться по траектории, лежащей в этой плоскости, т. е. траектория будет плоской кривой. В силу осевой симметрии достаточно изучить движение электронов в одной из меридиональных плоскостей; траектория в любой меридиональной плоскости может быть получена вращением проекции найденной траектории вокруг оси.

Вначале рассмотрим уравнение приосевой траектории, более простое и удобное для анализа. Оставаясь в рамках параксиальной оптики, можно приближенно считать, что скорость электрона в любой точке этой области определяется согласно (1.2) выражением

$$v \approx v_z = \frac{dz}{dt} = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{U_0(z)}, \qquad (1.68)$$

где $U_0(z)$ — значение потенциала на оси системы.

3

Приближение (1.68) физически означает, что в параксиальной области скорость всех электронов можно считать одинаковой, определяемой значением потенциала на оси системы.

В области неоднородного осесимметричного поля на электрон действует радиальная сила

$$F_r = -eE_r. \tag{1.69}$$

Радиальная составляющая напряженности электрического поля E_r в приосевой области определяется выражением (1.51). В этом случае уравнение движения электрона в радиальном направлении записывается в виде

$$m \, \frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{1}{2} \, e U'_{_0}(z) \, r, \qquad (1.70)$$

т. е. радиальная сила, а следовательно, и радиальное ускорение электрона в параксиальной области линейно зависят от удаления от оси (r) и второй производной осевого потенциала (U_0'') .

Чтобы получить уравнение траектории в виде r = r(z), необходимо исключить t из (1.70). Для этого введем дифференциальный оператор:

$$\frac{d}{dt} = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz}$$

Применяя дважды этот оператор к уравнению (1.70) и используя выражение (1.68), получим

$$\frac{d}{dz}\left(\sqrt{U_0(z)} \ \frac{dr}{dz}\right) = -\frac{1}{4\sqrt{U_0(z)}} U_0^{''}(z) r, \qquad (1.71)$$

или после дифференцирования

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{U_0(z)}{2U_0(z)} \frac{dr}{dz} + \frac{U_0(z)}{4U_0(z)} r = 0.$$
(1.72)

Уравнение (1.72) является основным уравнением приосевой электронной оптики. Анализ этого однородного дифференциального уравнения второго порядка позволяет сделать ряд важных выводов:

 а) в уравнение не входят заряд и масса электрона, следовательно, траектории любых заряженных частиц (электронов, положительных и отрицательных ионов), движущихся в электрическом поле при нерелятивистских скоростях, совпадают. Различие будет только во временах пролета [см. уравнение (1.70)];

б) поскольку траектории лежат в одной плоскости и не зависят от заряда и массы, они обратимы, т. е. если направить заряженную частицу в обратном направлении (сообщив ей скорость, величина которой определяется потенциалом в точке вылета), то она пройдет по той же траектории, что и при прямом пролете данной области поля;

в) уравнение однородно относительно потенциала, поэтому уменьшение (или увеличение) U в одинаковое число раз во всех точках поля не изменяет траектории. Это показывает, что при использовании электростатических линз нет необходимости в стабилизации напряжения питания, если все элементы электронно-оптической системы подключены к общему источнику. Из однородности уравнения относительно U следует также возможность исследования электронно-оптических систем на моделях с пропорционально уменьшенными или увеличенными напряжениями, что особенно существенно при моделировании в электролитической ванне, где, как было указано, напряжение питания не может быть выбрано больше нескольких десятков вольт;

г) уравнение однородно относительно r. Это позволяет исследовать траектории на пропорционально увеличенных или уменьшенных моделях, при этом траектории остаются геометрически подобными.

И, наконец, анализ уравнения (1.72) показывает, что результирующее действие неоднородного осесимметричного электрического поля на пучок заряженных частиц (в параксиальной области) аналогично действию оптической линзы на пучок света, проходящий сквозь нее. Докажем это фундаментальное положение.

Общее решение уравнения (1.72) r = r(z) может быть представлено в виде суммы двух частных решений:

$$r(z) = c_1 r_1(z) + c_2 r_2(z), \qquad (1.73)$$

C

где c_1 и c_2 — постоянные, определяемые начальными условиями; $r_1(z)$ и $r_2(z)$ — два частных линейно независимых решения.

Выберем частные решения $r_1(z)$ и $r_2(z)$ так, чтобы $r_1(z_a) = 0$, $r_1(z_b) = 0$ (здесь z_a и z_b — координаты плоскостей объекта и изображения) и $r_2(z_a) = 1$. Второе частное решение безусловно возможно; первое частное решение, дважды обращающееся в нуль, возможно при следующих допущениях: 1) плоскость объекта (z_a) расположена левее фокуса (f_a) пространства объектов (рис. 1.14); 2) вторая производная осевого потенциала в области линзы положительна $[U_0''(z) > 0]$; в этом случае радиальная сила, действующая на электрон, будет направлена к оси [см. уравнение (1.70)] и траектория, однажды пересекшая ось, пересечет ее в другой точке. Только при выполнении этих условий возможно получение действительного изображения, которое может быть рас-

смотрено на экране или отображено на фотоэмульсии. При $U''_0 < 0$ или $|z_a| < |f_a|$ изображение будет мнимым, «не наблюдаемым» в электронной оптике. Таким образом, введенные допущения существенно не сужают общность рассмотрения.

При указанном выборе частных решений общее решение r(z) однозначно определяет положение точек изображения (в плоскости z_b) по заданному положению точек объекта (в плоскости z_a).

В плоскости объекта $r(z_a)$ = c_2 , т. е. c_2 есть не что иное, как начальное удаление электрона от оси. В плоскости изображения $r(z_b) = c_2 r_2(z_b)$, т. е. все электроны, вышедшие из точки объекта на расстоянии c_2 от оси, снова соберутся в одну точку в плоскости изображения. При получении этого результата не накладывались никакие условия на направления скоростей

ł

t



Рис. 1.14. К анализу основного уравнения

электронов (предполагалось лишь, что траектории не выходят за пределы параксиальной области).

Масштаб изображения (линейное увеличение)

$$M = \frac{c_2 r_2(z_b)}{c_2} = r_2(z_b), \qquad (1.74)$$

т. е. он не зависит от начальных условий и является постоянным.

Проведенный анализ показывает, что любое неоднородное осесимметричное электрическое поле в параксиальной области является электронной линзой. Этот важный вывод можно было бы сделать также на основании того, что любое осесимметричное электрическое поле в приосевой области является гиперболическим [см. выражение (1.55)]. Как известно, в световой оптике преломляющая поверхность в виде гиперболоида вращения обладает свойствами линзы. Использованное при анализе уравнения (1.72) предположение $U''_0(z) > 0$ не снижает общности рассмотрения, так как в случае $U''_0(z) < 0$ поле будет р а с с е и в а ющей линзой.

Было рассмотрено уравнение движения медленных электронов $(v \ll c)$. Если электроны быстрые (скорость электрона v соизмерима со скоростью света), то при выводе уравнения движения следует исходить из общего выражения:

$$\frac{d}{dt} (mv) = -eE \tag{1.75}$$

и определять *m* и *v* на основании закона сохранения энергии, записанного в релятивистской форме. При этом уравнение траектории электрона, движущегося с любой скоростью (вплоть до скорости света), принимает вид

$$\frac{d^{2}r}{dz^{2}} + \frac{U_{0}'}{2U_{0}} \frac{1 + \frac{eU_{0}}{m_{0}c^{2}}}{1 + \frac{eU_{0}}{2m_{0}c^{2}}} \frac{dr}{dz} + \frac{U_{0}'}{4U_{0}'} \frac{1 + \frac{eU_{0}}{m_{0}c^{2}}}{1 + \frac{eU_{0}}{2m_{0}c^{2}}} r = 0. \quad (1.76)$$

Сравнивая это уравнение с (1.72), нетрудно видеть, что при $v \ll c$ ($eU_0 \ll m_0 c^2$) уравнение (1.76) переходит в (1.72), а при релятивистских скоростях в основном уравнении появляются дополнительные множители $\left(1 + \frac{eU_0}{m_0 c^2}\right) / \left(1 + \frac{eU_0}{2m_0 c^2}\right)$ и оно становится неоднородным относительно U_0 . Однако однородность относительно rсохраняется и, следовательно, в релятивистском случае справедливы все выводы относительно фокусировки и возможности получения изображения.

Интересно отметить, что в предельном релятивистском случае, когда $v \approx c$ ($eU_0 > m_0 c^2$), основное уравнение снова становится однородным относительно U_0 , меняются только численные коэффициенты при втором и третьем членах:

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{U_0}{U_0} \frac{dr}{dz} + \frac{U_0'}{2U_0} r = 0.$$
 (1.77)

Этот факт может быть физически объяснен тем, что при малых скоростях прирост энергии частицы в ускоряющем поле идет только за счет увеличения скорости, а в предельном релятивистском случае — только за счет увеличения массы, тогда как в промежуточной области энергия изменяется вследствие изменения и скорости и массы.

Рассмотрим теперь движение электрона в неоднородном осесимметричном магнитном поле. Запишем уравнение движения заряженной частицы в магнитном поле в общем виде:

$$m\mathbf{a} = -e[\mathbf{vB}]. \tag{1.78}$$

Чтобы представить это уравнение в цилиндрической системе координат, воспользуемся известным соотношением для перехода от прямоугольных координат к цилиндрическим:

$$x = r \cos \psi,$$

$$y = r \sin \psi,$$
 (1.79)

$$z = z.$$

Для составляющих силы в цилиндрической системе координат получим соответственно:

$$F_{z} = m\bar{z};$$

$$F_{r} = m\bar{x}\cos\psi + m\bar{y}\sin\psi, \qquad (1.80)$$

$$F_{\psi} = -m\bar{x}\sin\psi + m\bar{y}\cos\psi.$$

^г Продифференцируем дважды систему (1.79) и подставим в (1.80). Тогда

$$F_{r} = m \left(\ddot{r} - r \dot{\psi}^{2} \right),$$

$$F_{\psi} = \frac{m}{r} \frac{d}{dt} \left(r^{2} \dot{\psi} \right).$$
(1.81)

Выражая составляющие **v** и **B** в цилиндрической системе координат, получим следующие уравнения движения электрона:

$$m\ddot{z} = -e(\dot{r}B_{\psi} - r\dot{\psi}B_{r}),$$

$$m(\ddot{r} - r\dot{\psi}^{2}) = -e(r\dot{\psi}B_{z} - \dot{z}B_{\psi}),$$

$$\frac{m}{r}\frac{d}{dt}(r^{2}\dot{\psi}) = -e(zB_{r} - rB_{z}).$$
(1.82)

В осесимметричном магнитном поле $B_{\phi} = 0$, а составляющие B_z и B_r выразим через векторный потенциал согласно уравнениям (1.58) и подставим в (1.82):

$$\vec{mz} = -er\dot{\psi} \frac{\partial A_{\psi}}{\partial z},$$

$$m(\ddot{r} - r\dot{\psi}^2) = -e\dot{\psi} \frac{\partial (rA_{\psi})}{\partial r},$$
(1.83)

$$\frac{m}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \dot{\psi} \right) = e \dot{z} \quad \frac{\partial A_{\psi}}{\partial z} + e \frac{r}{r} \quad \frac{\partial (rA_{\psi})}{\partial r} = \frac{e}{r} \quad \frac{d}{dt} \left(rA_{\psi} \right).$$

Третье уравнение системы (1.83) можно проинтегрировать по времени:

$$\dot{\Psi} = \frac{e}{m} \frac{A_{\Psi}}{r} \cdot$$
 (1.84)

Постоянная интегрирования в (1.84) равна нулю, так как при $A_{\psi} = 0$ (вне поля) в предположении, что электрон влетает в поле, не имея азимутальной составляющей скорости, $\psi = 0$.

Если опять ограничиться приосевой областью поля, то в разложении (1.66) можно отбросить члены с *r* в степени выше второй, т. е. положить $A_{\psi}(z, r) = \frac{1}{2} B_0 r$. В этом случае

 $\dot{\Psi} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B_0(z),$ (1.85)

т. е. азимутальная скорость не зависит от начального положения электрона и однозначно определяется осевой составляющей магнитной индукции.

33 95 Tal

2 - 189

Подставив значение $\dot{\psi}$ из (1.85) во второе уравнение (1.83) и произведя преобразования, получим уравнение движения электрона в виде

$$\vec{mr} = -\frac{e^2}{4m} B_0^2 r.$$
 (1.86)

Применяя дважды дифференциальный оператор $\frac{d}{dt} = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz}$ и замечая, что $\frac{dz}{dt} = v_z = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}$ (для приосевой области), где U_0 — значение потенциала на оси системы, получим уравнение траектории:

$$\frac{d^2r}{dz^2} = -\frac{e}{8mU_0}B_0^2 r.$$
 (1.87)

Уравнение (1.87) является уравнением траектории в проекции на меридиональную плоскость; но, поскольку в магнитном поле электрон приобретает также азимутальную скорость, для полного описания движения необходимо определить угол поворота траектории, или угол поворота вокруг оси меридиональной плоскости, в которой лежит траектория, описываемая уравнением (1.87). Для этого преобразуем уравнение (1.85), применив снова дифференциальный оператор:

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{1}{v_z} \frac{d\psi}{dt} = \sqrt{\frac{e}{8mU_0}} B_0. \qquad (1.88)$$

Таким образом, движение электрона в осесимметричном магнитном поле в приосевой области (при $v \ll c$) описывается системой уравнений:

$$\frac{\frac{d^2r}{dz^2} = -\frac{e}{8mU_c} B_0^2 r,$$

$$\frac{d\psi}{dz} = \sqrt{\frac{e}{8mU_0}} B_0.$$
(1.89)

Анализ уравнений (1.89) показывает, во-первых, что в магнитном поле траектории не остаются плоскими, а имеют вид пространственных спиралей с изменяющимся радиусом. Во-вторых, в уравнения входят е и m, т. е. частицы с разными зарядами и массами в магнитном поле описывают различные траектории. В-третьих, уравнения неоднородны относительно B_0 и U_0 , поэтому при моделировании траекторий в магнитных полях необходимо при изменении B_0 в k раз изменять U_0 в k^2 раз. Наконец, отметим, что в магнитных полях траектории необратимы, так как угол поворота зависит от направления движения частиц.

Входящую в уравнения (1.89) величину U_0 следует рассматривать как меру энергии электрона, а не как истинное значение электрического потенциала на оси. Но так как обычно до вступления в магнитное поле электрон разгоняется в электрическом поле, то значение U_0 численно равно ускоряющей разности потенциалов, т. е. совпадает со значением потенциала на оси (предполагается, что электрон начинает движение без начальной скорости).

ħ

9*

Поскольку первое уравнение (1.89) однородно относительно *r*, проведя аналогичный анализ, как и для электрического поля, можно утверждать, что неоднородное осесимметричное магнитное поле в приосевой области является электронной линзой. Только в отличие от электрического поля изображение, создаваемое магнитной линзой, будет повернуто на некоторый угол, определяемый вторым уравнением (1.89).

Уравнения (1.89) справедливы для медленных электронов. В случае релятивистских скоростей эти уравнения должны быть изменены в соответствии с общим выражением для закона сохранения энергии.

Если в некоторой области имеются электрическое и магнитное осесимметричные поля (случай «налагающихся» полей), то уравнения движения электронов могут быть получены сложением составляющих сил, действующих на электрон со стороны электрического и магнитного полей:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{U'_0}{2U_0} \frac{dr}{dz} + \left(\frac{U'_0}{4U_c} + \frac{e}{8mU_0}B_0^2\right)r = 0,$$

$$\frac{d\psi}{dz} - \sqrt{\frac{e}{8mU_0}}B_0 = 0.$$
(1.90)

Возможность получения изображения при этом сохраняется, но сохраняется также и угол поворота изображения, присущий магнитному полю.

Таким образом, любые нводнородные электрические и магнитные поля, обладающие осевой симметрией, в приосевой области обладают свойствами электронной линзы, т. е. фокусируют электронный поток, могут создавать электронные изображения — увеличенные или уменьшенные.

Интересно отметить, что продольное однородное магнитное поле обладает фокусирующими (точнее, ограничивающими) свойствами. Если в продольное однородное магнитное поле ($B_z = \text{const}$) «впустить» пучок электронов, имеющих как осевую (v_z), так и радиальную (v_r) составляющие скорости, то, очевидно, вследствие параллельности v_z направлению магнитной индукции (B_z) осевая составляющая скорости не изменится, а за счет радиальной составляющей ($v_r \perp B_z$) электроны будут «закручиваться» вокруг силовых линий магнитного поля. В проекции на плоскость, перпендикулярную оси, траектории электронов будут окружностями с радиусом, определяемым величинами радиальной составляющей скорости и магнитной индукции (см. выражение (1.10)]:

$$R = \frac{mv_r}{eB_z}.$$
 (1.91)

Следовательно, траектория электрона, движущегося в продольном однородном магнитном поле (при наличии начальной радиальной со-

ставляющей скорости), будет винтовой линией с осью, совпадающей с направлением магнитной индукции, и с радиусом, определяемым выражением (1.91). Винтовые линии, описываемые электронами, вылетавшими из одной точки с разными значениями v_r , «навиты» на цилиндры с радиусами R, причем все цилиндры имеют общую образующую, параллельную оси и проходящую через точку влета электронов в магнитное поле.

Время прохождения электроном одного витка винтовой линии

$$T = \frac{2\pi R}{v_r} = \frac{2\pi m}{eB_z} \,. \tag{1.92}$$

Таким образом, оно не зависит ни от составляющей скорости v_r , ни от радиуса спирали и однозначно определяется величиной магнитной индукции, т. е. все электроны описывают один виток в одно и то же время.

Если составляющая скорости вдоль оси ОД у всех электронов приблизительно одинакова (что часто осуществляется на практике ускорением электронов пучка до их вступления в магнитное поле с помощью продольного электрического поля), то за один оборот по спирали все электроны пройдут одинаковое расстояние вдоль оси $z = v_z T$ и снова сойдутся к образующей цилиндров. Приведенные рассуждения справедливы для электронов, вылетающих из любой точки плоскости, перпендикулярной оси (плоскости объекта). Если поместить плоскость, воспринимающую электронный поток (плоскость изображения) на расстоянии $v_{r}T$, $2v_{r}T$ и т. д., то в ней будет получаться прямое (не повернутое) изображение объекта, не увеличенное и не уменьшенное. Продольное однородное магнитное поле «переносит» изображение из одной плоскости в другую в масштабе 1:1 и, строго говоря, не является электронной линзой (не обладает способностью собирать параллельный пучок в точку и создавать увеличенные или уменьшенные изображения). Поэтому правильнее говорить об ограничивающем (в смысле ограничения расходимости пучка), а не о фокусирующем действии однородного магнитного поля. При этом, очевидно [см. выражение (1.91)], чем больше магнитная индукция и меньше поперечная (радиальная) составляющая скорости, тем меньше радиус винтовой линии. Таким образом, электроны с небольшими поперечными скоростями в сильном магнитном поле движутся почти по силовым линиям, т. е. пучок действительно «ограничивается» магнитным полем.

Полученные основные уравнения параксиальной электронной оптики (1.72) и (1.89) имеют аналитическое решение лишь для некоторых частных случаев, при введении ряда ограничений. В настоящее время нахождение в явном виде траекторий электронов (траекторный анализ) чаще всего проводят с помощью ЭВМ, причем на машине решают либо параксиальные уравнения, либо находятся решения уравнений движения (1.4), (1.7). В обоих случаях предполагается предварительное решение полевой задачи. Нахождение траектории с помощью ЭВМ не требует расчленения задачи на полевую и траекторную— целесообразно так составить программу, чтобы по заданным конфигура-
b,

циям электродов и их потенциалам сразу получить траектории; результаты расчета поля, если это требуется, могут быть выведены из машины в виде промежуточных данных.

Если осевое распределение потенциала достаточно точно аппроксимируется аналитической функцией, то решение параксиального уравнения довольно просто можно найти методом последовательных приближений.

Предположим, что в некоторой плоскости, перпендикулярной оси, пересекающей ось в точке z_a , заданы начальные условия — удаление траектории от оси $r(z_a) = r_a$ и наклон касательной к траектории $(dr/dz)z_a = r_a'$. Используем основное уравнение вида (1.71):

$$\frac{d}{dz}\left(\sqrt{U_0}\,\frac{dr}{dz}\right) = -\frac{1}{4}\,\frac{U_0^*}{\sqrt{U_0}}\,r.$$

Проинтегрируем это уравнение в пределах от z_a до некоторого значения z:

$$\sqrt{U_0} r'(z) - \sqrt{U_a} r'_a = -\frac{1}{4} \int_{z_a}^{z} \frac{U_0'}{\sqrt{U_0}} r(z) dz,$$

где $U_a = U_0(z_a)$, и решим полученное уравнение относительно r'(z):

$$r'(z) = \frac{\sqrt{U_a}}{\sqrt{U_0}} r'_a - \frac{1}{4\sqrt{U_0}} \int_{z_a}^{z} \frac{U'_0}{\sqrt{U_0}} r(z) dz.$$

Второе интегрирование этого уравнения дает выражение для искомой функции r(z):

$$r(z) = r_{a} + \sqrt{U_{a}} r_{a}' \int_{z_{a}}^{z} \frac{dz}{\sqrt{U_{0}}} - \frac{1}{4} \int_{z_{a}}^{z} \frac{1}{\sqrt{U_{0}}} \left[\int_{z_{a}}^{z} \frac{U_{0}'}{\sqrt{U_{0}}} r(z) dz \right] dz.$$
(1.93)

В уравнении (1.93) искомая функция r(z) входит в левую и правую части. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что при подстановке в правую часть уравнения [в нашем случае уравнения (1.93)] некоторого приближенного значения $r_0(z)$ решение этого уравнения $r_1(z)$ дает лучшее приближение к истинному значению r(z).

Подставив $r_1(z)$ снова в правую часть уравнения (1.93) и выполнив интегрирование, получим второе приближение $r_2(z)$, которое будет еще ближе к истинному значению r(z). Выполняя указанный прием несколько раз, можно получить зависимость $r_n(z)$, с высокой степенью точности аппроксимирующую уравнение (1.72). В этом и состоит сущность метода последовательных приближений. При удачном выборе нулевого приближения $r_0(z)$ достаточно провести интегрирование 3—4 раза, чтобы получить уравнение траектории с приемлемой для практических целей точностью. Хорошие результаты получ

чаются, если в качестве нулевого приближения взять два первых члена уравнения (1.93), т. е. подставить $r_0(z)$ в виде

$$r_{0}(z) = r_{a} + \sqrt{U_{0}} r_{a}' \int_{z_{a}}^{z} \frac{dz}{\sqrt{U_{0}}}$$
(1.94)

На рис. 1.15 показаны траектории электронов в электрическом поле, образованном двумя соосными цилиндрами одинакового радиу-



Рис. 1.15. Построение траекторий электронов методом последовательных приближений

са с разными потенциалами, вычисленные методом последовательных приближений.

Как видно из рисунка, третье $r_3(z)$ и четвертое $r_4(z)$ приближения практически совпадают и дальнейшее вычисление не требуется. Рассмотренный метод просто реализуется на ЭВМ.

Известны и другие методы нахождения траекторий, в частности метод ломаной, при котором непрерывная кривая, описывающая осевое распределение потен-

циала, аппроксимируется ломаной, сбразуемой отрезками прямых, достаточно хорошо совпадающих с истинной кривой. Чем больше «звеньев» имеет ломаная, тем точнее аппроксимация. На каждом отрезке ломаной потенциал изменяется линейно, т. е. поле оказывается постоянным. Задача решается последовательно для каждого участка поля, причем получающиеся в конце предыдущего участка значения удаления траектории от оси и ее наклона к оси используются как начальные условия для следующего участка.

Кроме методов приближенного решения уравнений движения для наглядного представления траекторий, особенно когда требуется качественная картина траекторий и предполагается последующий расчет с помощью ЭВМ, можно применить один из графо-аналитических методов построения траекторий электронов. При этом электрическое поле должно быть представлено в виде семейства эквипотенциальных линий, полученных, например, моделированием в электролитической ванне.

Из многих предложенных графо-аналитических методов построения траектории электронов распространение получили два: метод плоского конденсатора (метод ломаной) и метод радиусов кривизны (метод окружностей).

В первом случае электрическое поле, заданное системой эквипотенциальных линий, рассматривается как ряд областей с постоянными потенциалами (рис. 1.16), причем при переходе через границу области (которая на небольшом протяжении принимается плоской) потенциал изменяется скачком. Траектория изображается ломаной линией и для определения угла поворота траектории при переходе через границы областей используется закон преломления (1.18). Предполагая разность потенциалов ΔU между смежными областями небольшой, можно определить угол $\Delta \alpha$ поворота траектории. На основании выражения (1.18) можно написать

$$\frac{\sin \alpha}{\sin (\alpha + \Delta \alpha)} = \frac{\sqrt{U + \Delta U}}{\sqrt{U}}, \qquad (1.95)$$

 $U_{1} < U_{2} < \cdots < U_{n}$ $U_{1} < U_{2} < \cdots < U_{n}$ $U_{2} < \cdots < U_{n}$ $U_{2} < \cdots < U_{n}$ $U_{2} = ct_{n-1} + \Delta ct_{n-1}$

где α — угол влета электрона.



Рис. 1.16. Построение траекторий электронов методом ломаной

Рис. 1.17. «Транспортир» для построения траекторий электронов

Малость ΔU приводит к небольшой величине $\Delta \alpha$; при этом можно положить sin $\Delta \alpha \approx \Delta \alpha$, cos $\Delta \alpha \approx 1$ и преобразовать выражение (1.95):

$$\sin \alpha \sqrt{U/(U + \Delta U)} = \sin \alpha + \cos \alpha \Delta \alpha,$$
$$\Delta \alpha = \left[\sqrt{U/(U + \Delta U)} - 1\right] \operatorname{tg} \alpha. \tag{1.96}$$

откуда

Определяя последовательно по углу влета электрона в области поля изменения угла $\Delta \alpha$, строят всю траекторию. Метод ломаной позволяет строить траекторию с погрешностью 3-5%, однако он весьма трудоемок. Трудоемкость можно значительно уменьшить, применяя несложное приспособление в виде специального «транспортира» из прозрачного материала (рис. 1.17). По диаметру отложены отношения $\sqrt{U/(U + \Delta U)}$, через равные промежутки проведены дуги окружностей и прямые, перпендикулярные диаметру. Построение траекторий осуществляют в следующем порядке. «Транспортир» располагают так, чтобы его базовый диаметр был касательным к эквипотенциали U в точке влета электрона. По заданному начальному направлению а проводят прямую до пересечения с окружностью, соответствующей найденному отношению $\sqrt{U/(U + \Delta U)}$, где $U + \Delta U$ — потенциал следующей эквипотенциали. Из полученной точки восстанавливают перпендикуляр к касательной к эквипотенциали до пересечения с окружностью, проходящей через отметку $\sqrt{U/(U + \Delta U)} = 1;$ получен-

3

ную точку соединяют прямой с центром «транспортира»; эта прямая является отрезком траектории между выбранными эквипотенциалями. Справедливость этого утверждения легко доказать, выразив отрезок α на рис. 1.17 через углы α и α + $\Delta \alpha$:

$$a = \sin (\alpha + \Delta \alpha), \quad a = \sqrt{U/(U + \Delta U)} \sin \alpha.$$

Приравнивая правые части полученных выражений, непосредственно приходим к выражению (1.95).

Метод радиусов кривизны основан на равенстве силы, действующей на электрон в электрическом поле, центростремительной силе при движении частицы по кривой с мгновенным радиусом кривизны *r*:

$$mv^2/r = eE_n, \tag{1.97}$$

где E_n — нормальная к траектории составляющая напряженности электрического поля.

Выражая скорость электрона через пройденную разность потенциалов *U*, получим соотношение для мгновенного радиуса кривизны траектории:

$$r = 2U/E_n. \tag{1.98}$$

Определяя в отдельных точках поля величины U и E_n , можно построить траекторию в виде ряда сопряженных дуг окружностей. Метод радиусов кривизны позволяет строить траектории с погрешностью, несколько меньшей, чем при методе ломаной. Однако он также очень трудоемок и становится практически неудобным при больших значениях *r*. Относительная погрешность при этом методе может достигать 2—3%.

Приближенные и графо-аналитические методы нахождения траекторий электронов в электрических полях нередко могут оказаться полезными на начальной стадии нахождения траекторий при разработке систем формирования электронных пучков. Недостатком этих методов является их трудоемкость, а в некоторых случаях недостаточная, даже в грубом приближении, точность. Поэтому окончательный расчет, как правило, проводят с помощью ЭВМ, обеспечивающих высокую точность при сравнительно небольшой затрате машинного времени.

Для непосредственного нахождения траекторий электронов, движущихся в электрических полях, ранее использовали аналоговые вычислительные устройства непрерывного действия, вырабатывающие решения уравнений движения электронов в виде непрерывных кривых, совпадающих (в соответствующем масштабе) с траекториями электронов. В настоящее время в связи с развитием цифровой вычислительной техники аналоговые устройства (траектографы) применяют редко.

Нахождение траекторий электронов, движущихся в магнитных полях, часто оказывается более простой задачей по сравнению с электрическими полями. Это объясняется тем, что в уравнения движения электронов в магнитном поле (1.89) не входят производные магнитной индукции. Поэтому, когда распределение магнитной индукции вдоль оси осесимметричного магнитного поля задано аналитически или кривая распределения индукции достаточно точно аппроксимируется аналитической функцией, система уравнений (1.89) может быть решена строго. Решение первого уравнения (1.89) дает проекцию траектории на поворачивающуюся меридиональную плоскость, решение второго уравнения определяет угол поворота меридиональной плоскости.

Из приближенных методов решения уравнений движения электронов в осесимметричных магнитных полях может быть указан метод. в основе которого лежит замена истинной кривой распределения магнитной индукции вдоль оси осесимметричного магнитного поля ступенчатой ломаной (рис. 1.18). Как видно из рисунка, внутри каждого интервала, на которые разбита вся область поля, величина магнитной индукции на оси принимается постоянной:

\$



Рис. 1.18. Построение траектории электронов методом ступенчатой ломаной

 $B_0(z)_{z_n,z_{n+1}} = B_0(z_n) = B_n$. При этом первое уравнение (1.89) приобретает вид

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{e}{8mU_0}B_n^2 r = 0. (1.99)$$

Решением этого уравнения, как известно, является выражение

$$r(z) = A \sin \left[\sqrt{\frac{e}{8mU_0}} B_n(z - z_n) \right] + C \cos \left[\sqrt{\frac{e}{8mU_0}} B_n(z - z_n) \right], \qquad (1.100)$$

где A и C — постоянные, определяемые начальными условиями: $r(z)_{z=z_n} = r_n, \frac{dr}{dz}\Big|_{z=z_n} = r'_n.$ Простая подстановка убеждает, что

$$A = r'_n \sqrt{\frac{8mU_0}{e}} \frac{1}{B_n}, \quad C = r_n$$

С учетом начальных условий окончательно получим

$$r(z)_{z_{n}, z_{n+1}} = r_{n} \cos \left[\sqrt{\frac{e}{8mU_{0}}} B_{n}(z-z_{n}) \right] + r'_{n} \sqrt{\frac{8mU_{0}}{e}} \frac{1}{B_{n}} \sin \left[\sqrt{\frac{e}{8mU_{0}}} B_{n}(z-z_{n}) \right]. \quad (1.101)$$

Выражение (1.101) является уравнением траектории (точнее, проекции траектории) в меридиональной плоскости в интервале от $z = z_n \text{ до } z = z_{n+1}$.

Для определения угла поворота ψ необходимо проинтегрировать второе уравнение (1.89):

$$\psi(z)|_{z_{n}, z_{n+1}} = \psi_{n} + \sqrt{\frac{e}{8mU_{0}}} \int_{z_{n}}^{z} B_{n} dz = \psi_{n} + \sqrt{\frac{e}{8mU}} B_{n} (z - z_{n}).$$
(1.102)

Подставив в уравнения (1.101) и (1.102) $z = z_{n+1}$, получим соответственно r_{n+1} , r_{n+1} , ψ_{n+1} — значения удаления траектории от оси, угла наклона траектории и угла поворота вокруг оси в конце *n*-го интервала. Очевидно, полученные значения будут начальными данными для расчета траектории в следующем (n + 1) интервале. Применяя последовательно указанный прием, можно построить проекцию всей траектории на поворачивающуюся меридиональную плоскость, а суммируя углы ψ , подсчитанные для каждого интервала, определить конечный угол поворота. Этот метод легко реализуется на ЭВМ.

Графо-аналитические методы нахождения траекторий в магнитных полях не получили распространения главным образом ввиду сложности расчетов проекций траектории, по крайней мере, на две плоскости. Кроме того, траектории электронов в магнитных полях сравнительно быстро рассчитывают на ЭВМ с несбходимой степенью точности.

§ 1.5. Электронные линзы

Проведенное в § 1.4 рассмотрение движения электронов в приосевой области осесимметричных электрических и магнитных полей позволяет сделать вывод о том, что любое осесимметричное неоднородное электрическое или магнитное поле является электронной линзой, т. е. действует на электронный пучок аналогично действию светооптической линзы на пучок световых лучей. В электронной оптике электронной линзой называется приосевая область неоднородного осесимметричного электрического или магнитного поля. В инженерной практике электронной линзой часто называют систему электродов или катушек, обтекаемых током, создающих осесимметричные поля. В дальнейшем будем пользоваться электронно-оптическим определением электронной линзы, указывая в необходимых случаях, какими электродами или катушками создаются поля, являющиеся собственно электронной линзой.

По аналогии со световой оптикой электронные линзы характеризуются положением четырех кардинальных элементов линзы — двух главных фокусов (F_1 , F_2) и двух главных плоскостей (h_1 , h_2) (рис. 1.19). Пространство слева от линзы называется пространством объектов (предметным пространством), справа от линзы — пространством изображений. Если со стороны пространства объектов на линзу падает параллельный пучок лучей, то в пространстве изображений эти лучи собираются в точке F_2 — фокусе пространства изсбражений. Параллельные лучи, падающие на линзу со стороны пространства изображений, собираются в точке F_1 фокусе пространства объектов. Главные плоскости h_1 и h_2 обладают следующим свойством. Луч *abcd*, проходящий из пространства объектов в пространство изображений, преломляется так, что продолжения его прямолинейных участков *ab*, *cd* пересекают плоскости h_1 , h_2

в точках т, п, одинаково удаленных от оптической оси. Это свойство позволяет определить положение главных плоскостей, зная ход двух лучей: одного, параллельного оси в пространстве объектов, другого — в пространстве изображений. Продолжая прямолинейные участки лучей, лежащие вне линзы, до их пересечения, получим в первом случае положение плоскости h₂, во втором — положение плоскости h_1 . Расстояние OT главных плоскостей до соответствующих фокусов называ-



Рис. 1.19. Кардинальные элементы линзы

ют фокусными расстояниями $f_1 = F_1H_1$, $f_2 = F_2H_2$. Между фокусными расстояниями пространств объектов и изображений имеется простая связь:

$$f_1/f_2 = n_1/n_2, \qquad (1.103)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления в пространствах объектов и изображений.

Построение изображений по известному положению кардинальных точек производят в следующем порядке (рис. 1.20). Из точки Aпроводят два луча — один параллельно оси в пространстве объектов (луч AB), второй — через фокус F_1 (луч AC) до пересечения с главными плоскостями h_2 и h_1 . Затем из точки B проводят луч через фокус F_2 , а из точки C — луч, параллельный оси в пространстве изображений. Точка A' пересечения этих лучей будет изображением точки A. Аналогично находят изображения других точек сбъекта.

Электронные линзы также имеют кардинальные точки, обладающие указанными свойствами. Если область поля, образующего линзу, ограничена вдоль оси OZ, то траектории электронов вне линзы будут отрезками прямых. Предположим, что электрон движется в пространстве объектов по прямолинейной траектории $r_1(z)$, параллельной оптической оси (рис. 1.21). Если после прохождения линзы траектория $r_1(z)$ пересечет ось, то в силу линейности и однородности основного уравнения (1.72) любая траектория $r(z) = cr_1(z)$, параллельная оси в пространстве объектов, пересечет ось OZ в пространстве изображений в той же точке, что и первая траектория. Таким образом, точка пересечения оси пучком траекторий, параллельных оси в пространстве объектов, будет главным фокусом пространства изображений.

43

Определим теперь координаты плоскости, в которой пересекутся продолжения прямолинейных участков траектории $r_1(z)$. Из рис. 1.21 непосредственно следует, что

$$z(F_2) - z(H_2) = d/\lg\gamma.$$
 (1.104)



Рис. 1.20. Построение изображения (для световой линзы)



Рис. 1.21. Определение кардинальных точек электронной линзы

Выберем в пространствах объектов и изображений некоторые расположенные вне поля линзы плоскости z_a и z_b . Тогда входящие в (1.104) величины d и tgy могут быть представлены как $r_1(z_a)$ и $r'_1(z_b)$ и для координаты $z(H_2)$ получится выражение

$$\mathbf{z}(H_2) = \mathbf{z}(F_2) + \frac{r_1(z_a)}{r_1'(z_b)}.$$
 (1.105)

Плоскость, в которой пересекутся продолжения прямолинейных участков любой траектории $r(z) = cr_1(z)$, будет также определяться координатой $z(H_2)$, так как правая часть уравнения (1.105) не зависит от *с*. Таким образом, плоскость H_2 , положение которой определяется уравнением (1.105), является главной плоскостью пространства изображений. Аналогично можно найти положение главного фокуса F_1 и главной плоскости H_1 пространства объектов.

Необходимо отметить, что обычно электронные линзы имеют как собирающие, так и рассеивающие области, следствием чего является смещение первой главной плоскости в сторону пространства изображений, а второй главной плоскости — в сторону пространства объектов, так что часто обе главные плоскости лежат по одну сторону от средней плоскости линзы, и вторая главная плоскость оказывается



Рис. 1.22. Построение изображения (для электронной линзы)

левее первой. Такое перекрещивание главных плоскостей типично для большинства электронных линз. Задание четырех кардинальных точек F₁, F₂, H₁, H₂ электронной линзы достаточно для построения электронно-оптического изображения (рис. 1.22).

Перекрещивание главных плоскостей не изменяет порядок построения. Обозначим координаты плоскостей объекта и изображения z_a и z_b . Тогда расстояния объекта и изображения от соответствующих фокусов будут равны $l_a = z(F_1)$ и $l_b = z_b - z(F_2)$. Из рис. 1.22 непосредственно вытекает, что линейное увеличение $\Gamma = A'B'/AB$ может быть представлено в виде

$$\Gamma = f_1 / l_a = l_b / f_2, \tag{1.106}$$

откуда следует известное как уравнение Ньютона соотношение между положениями объекта и изображения:

$$l_a l_b = f_1 f_2. \tag{1.107}$$

Если определить положение объекта и изображения расстояниями a и b от главных плоскостей, то $a = l_a + f_1$, $b = l_b + f_2$ и из (1.106) получается удобная для практического использования формула

$$\frac{f_1}{a} + \frac{f_2}{b} = 1. \tag{1.108}$$

Необходимо еще доказать, что светооптическое соотношение (1.103) справедливо и для электронно-оптических систем. Допустим, что имеются два линейно независимых решения уравнения (1.72) $r_1(z)$ и $r_2(z)$. Подставим значения r_1 и r_2 в уравнение (1.71):

$$V\overline{U_{0}} \frac{d}{dz} \left(V\overline{U_{0}} \frac{dr_{1}}{dz} \right) = -\frac{1}{4} U_{0}'' r_{1},$$

$$V\overline{U_{0}} \frac{d}{dz} \left(V\overline{U_{0}} \frac{dr_{2}}{dz} \right) = -\frac{1}{4} U_{0}'' r_{2}.$$
(1.109)

Умножим первое уравнение на $r_2(z)$, второе на $r_1(z)$ и вычтем второе из первого:

$$V\overline{U_0}\left[r_2\frac{d}{dz}\left(V\overline{U_0}\frac{dr_1}{dz}\right)-r_1\frac{d}{dz}\left(V\overline{U_0}\frac{dr_2}{dz}\right)\right]=0.$$
 (1.110)

Уравнение (1.110) можно представить в виде

$$\frac{d}{dz}\left[V\overline{U_0}\left(r_2 \ \frac{dr_1}{dz} - r_1 \ \frac{dr_2}{dz}\right)\right] = 0.$$
(1.111)

Интегрирование этого уравнения приводит к соотношению

$$V\overline{U_0}\left(r_2\frac{dr_1}{dz}-r_1\frac{dr_2}{dz}\right)=C,$$
 (1.112)

где С — постоянная, определяемая начальными условиями.

Так как $r_1(z)$ и $r_2(z)$ линейно независимы, то на основании выражения (1.112) можно написать

$$V\overline{U_0} [r_2(z_a) r'_1(z_a) - r_1(z_a) r'_2(z_a)] = V\overline{U_b} [r_2(z_b) r'_1(z_b) - r_1(z_b) r'_2(z_b)], \qquad (1.113)$$

45

где r' = dr/dz; U_a н U_b — постоянные значения потенциала в пространствах объектов и изображений; z_a и z_b — координаты плоскостей объекта и изображения.

Если выбрать решения $r_1(z)$ и $r_2(z)$ такими, чтобы луч r_1 был параллелен оси в пространстве объектов, а луч r_2 — в пространстве изображений, то $r_1'(z_a) = 0$, $r_2'(z_b) = 0$ и из уравнения (1.113) следует, что

$$-\sqrt{U_a} r_1(z_a) r_2'(z_a) = \sqrt{U_b} r_2(z_b) r_1'(z_b).$$
(1.114)

Выражение (1.105) позволяет определить фокусное расстояние в пространстве изображений:

$$f_2 = z (H_2) - z (F_2) = \frac{r_1(z_a)}{r_1(z_b)}.$$
 (1.115)

Аналогично фокусное расстояние в пространстве объектов

$$f_1 = z (H_1) - z (F_1) = \frac{r_2(z_b)}{r_2'(z_a)}.$$
 (1.116)

Соотношения (1.115) и (1.116) вытекают также из геометрических построений на рис. 1.22. Составляя отношение f_2/f_1 и используя уравнение (1.114), получим искомую зависимость:

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{\sqrt{U_a}}{\sqrt{U_b}} \cdot \tag{1.117}$$

Здесь $\sqrt{U_a} = n_1$, $\sqrt{U_b} = n_2$ — показатели преломления в пространствах объектов и изображений.

Таким образом, электронно-оптическое соотношение (1.117) совпадает со светооптической формулой (1.103).

При анализе светооптических систем широко используют соотношение, связывающее показатели преломления $(n_1 \ u \ n_2)$, удаление точек объекта от оси $(r_1 \ u \ r_2)$ и апертурные углы $(\gamma_1 \ u \ \gamma_2)$ в пространствах объектов и изображений (рис. 1.23):

$$r_1 n_1 \tilde{\gamma}_1 = r_2 n_2 \tilde{\gamma}_2 , \qquad (1.118)$$

называемое теоремой Лагранжа — Гельмгольца. Это соотношение, являющееся частным случаем известного «условия синусов» Аббе, справедливо и для электронно-оптических систем. В самом деле, выбрав одно из частных решений таким, чтобы $r_1(z_a) = 0$, $r_1(z_b) = 0$ (см. § 1.4), из выражения (1.113) непосредственно получим

$$\sqrt{U_a} r_2(z_a) r'_1(z_a) = \sqrt{U_b} r_2(z_b) r'_1(z_b).$$
(1.119)

Обозначая $\sqrt{U_a} = n_1 = \sqrt{U_1}$, $\sqrt{U_b} = n_2 = \sqrt{U_2}$ (показатели преломления в пространствах объекта и изображения) и замечая, что $r_2(z_a) = r_1$ и $r_2(z_b) = r_2$ (точки пересечения луча $r_2(z)$ с плоскостями объекта и изображения), определяем удаление соответствующих точек объекта и изображения от оси, и, наконец, заменяя tgy1 =

 $r_1(z_a)$, tg $\gamma_2 = r_1(z_b)$ значениями углов γ_1 и γ_2 (что допустимо в рамках параксиальной оптики), получаем выражение

$$\sqrt{U_1}r_1\gamma_1 = \sqrt{U_2}r_2\gamma_2, \qquad (1.120)$$

совпадающее с соотношением Лагранжа — Гельмгольца.

Аналитический расчет положения кардинальных элементов электтронных линз в общем случае приводит к значительным математическим трудностям. Достаточно точно положение главных плоскостей и фокусов можно рассчитать с помощью ЭВМ. Задача существенно упрощается в случае, если электронную линзу можно считать



Рис. 1.23. К выводу теоремы Лагранжа — Гельмгольца



Рис. 1.24. Ход луча в тонкой линзе

тонкой. В световой оптике тонкой называют такую линзу, толщина которой мала по сравнению с фокусным расстоянием. В электронной оптике линзы не имеют резких границ — неоднородность поля, образующего линзу, может простираться на значительное расстояние, часто соизмеримое с фокусным расстоянием. Условились считать собственно линзой только ту область поля, которая сильно влияет на траектории электронов. Опираясь на этот критерий, большое число практически используемых электронных линз можно приближенно считать тонкими. Характерной особенностью тонкой линзы являются очень малые расстояния между обеими главными плоскостями, а также между каждой главной плоскостью и средней плоскостью линзы. Поэтому при рассмотрении тонких линз допустимо принять обе главные плоскости совпадающими со средней плоскостью линзы и отсчитывать фокусные расстояния, а также расстояния до объекта и изображения от средней плоскости линзы.

В случае тонкой линзы можно не рассматривать ход электронных лучей внутри самой линзы, а считать, что траектория электрона изменяется скачком при прохождении области линзы. Точно так же можно допустить, что расстояние траектории электрона от оси внутри тонкой линзы изменяется столь незначительно, что его можно считать постоянным (рис. 1.24).

При принятых допущениях можно проинтегрировать основное уравнение (1.71) в пределах от z_a (плоскость объекта) до z_b (плоскость изображения):

$$\sqrt{U_{0}(z_{b})} \frac{dr}{dz}\Big|_{z_{b}} - \sqrt{U_{0}(z_{a})} \frac{dr}{dz}\Big|_{z_{a}} = -\frac{r_{0}}{4} \int_{z_{a}}^{r_{b}} \frac{U_{0}^{*}(z)}{\sqrt{U_{0}(z)}} dz, \quad (1.121)$$

где r₀ — постоянное удаление траектории электрона от оси в области линзы.

Предположим теперь, что электронные лучи падают на линзу со стороны объекта параллельным оси пучком ($z_a \rightarrow \infty$). При этом точка пересечения с осью сходящегося пучка траекторий справа от линзы будет главным фокусом пространства изображений, а расстояние от средней плоскости до фокуса — фокусным расстоянием f_2 . Из рис. 1.24 видно, что

$$f_2 = \frac{r_0}{\lg \beta}, \ \lg \beta = -\frac{dr}{dz}\Big|_{z_h}.$$

Таким образом, для фокусного расстояния пространства изображений тонкой электростатической линзы получается выражение

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4\sqrt{U_b}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U_0'(z)}{\sqrt{U_0(z)}} dz, \qquad (1.122)$$

где $U_b = U_0(z_b)$ — потенциал в пространстве изображений, и пределы интегрирования перенесены в бесконечность, поскольку величина $U_0^{''}(z)$ отлична от нуля только в области линзы и замена z_a и z_b на $\pm \infty$ не изменяет значения интеграла.

Аналогично для фокусного расстояния пространства объектов (при z_b →∞) справедлива формула

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{4 \sqrt{U_a}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U_0^{'}(z)}{\sqrt{U_0(z)}} dz.$$
(1.123)

Полученные выражения являются исходными при расчете оптических параметров тонких электростатических линз. Отметим, что соотношение (1.117) может быть получено непосредственно делением выражения (1.122) на (1.123). Кроме того, комбинируя соотношения (1.121), (1.122) и (1.123) и замечая, что $\frac{r_0}{\frac{dr}{dz}} = a$, $\frac{r_0}{\frac{dr}{dz}} = b$

(расстояния от объекта и изображения до средней плоскости), получим уравнение Ньютона (1.108).

Рассмотрим теперь конкретные типы электростатических электронных линз. В соответствии с характером распределения потенциала вдоль оси системы различают три типа электростатических линз: 1) линзу-диафрагму; 2) иммерсионную линзу; 3) одиночную линзу.

Л и н з а - д и а ф р а г м а (рис. 1.25) образуется диском с круглым отверстием, имеющим некоторый потенциал U_{π} . С обеих сторон к диску примыкают области постоянной, но различной с каждой стороны напряженности электрического поля E_1 и E_2 . В частном случае одно из полей может отсутствовать ($E_1 = 0$ или $E_2 = 0$). Очевидно, вблизи отверстия диафрагмы напряженность поля будет изменяться вдоль оси ($U'_0 \neq 0$); именно эта область поля и будет собственно линзой.

Оптическую силу линзы-диафрагмы приближенно можно рассчитать довольно просто. Так как потенциал в области отверстия диафрагмы изменяется незначительно, в первом приближении можно вынести $\sqrt{U_0}$ в выражении (1.122) из-под знака интеграла. При этом для оптической силы линзы-диафрагмы получается приближенная расчетная формула:

$$\frac{1}{f} \approx \frac{1}{4U_0} \left[U'_0 \right]_{z_a}^{z_b} = \frac{1}{4U_0} \left(U'_2 - U'_1 \right), \quad (1.124)$$

где U'_1 и U'_2 — градиенты потенциала слева и справа от диафрагмы. Учитывая, что $U' = dU/dz = -E_z$,

формулу (1.124) удобно переписать в ви-

$$\frac{1}{f} = \frac{|E_2| - |E_1|}{4U_0} , \qquad (1.125)$$

где E_1 и E_2 — напряженности электрического поля по обе стороны диафрагмы.

В зависимости от соотношения абсолютных величин напряженности поля линза-диафрагма может быть собирающей (положительной) или рассеивающей (отрицательной). При этом, когда электрон переходит из области с меньшей



Рис. 1.25. Линза-диафрагма

напряженностью в область с большей напряженностью поля, линза будет собирающей. Направление силы, действующей на электрон в области линзы, определяется знаком второй производной $U''_0(z)$ (см. § 1.4). На рис. 1.25 показаны графики $U_0(z)$, $U'_0(z)$ и $U''_0(z)$ для случая $U'_2 > U'_1$. Как видно из рисунка, при $|E_2| > |E_1|$, $U''_0 > 0$ — линза собирающая, при $|E_1| > |E_2|$, $U'_0 < 0$ — линза рассеивающая.

Распределение потенциала вдоль оси линзы-диафрагмы достаточно описывается выражением

$$U_0(z) = U_0 + \frac{R_{\pi}}{\pi} \left(E_1 - E_2 \right) \left(1 + \frac{z}{R_{\pi}} \arctan \frac{z}{R_{\pi}} \right) - \frac{1}{2} \left(E_1 - E_2 \right) z, (1.126)$$

где R_{π} — радиус отверстия диафрагмы, а *z* отсчитывается от точки пересечения плоскости диафрагмы с осью.

Из выражения (1.126) видно, что потенциал на оси в центре отверстия диафрагмы (z = 0) не может быть равен потенциалу самой диафрагмы:

$$U_{0}(0) = U_{\pi} + \frac{R_{\pi}}{\pi} (E_{1} - E_{2}). \qquad (1.127)$$

Лияза-диафрагма имеет ограниченное применение как самостоятельное фокусирующее устройство, но сравнительно часто используется как составной элемент более сложных электронно-оптических систем. Иммерсионная линза образуется двумя соосными диафрагмами, диафрагмой и цилиндром или двумя соосными цилиндрами с различными потенциалами (рис. 1.26), причем по обе стороны линзы потенциалы постоянны и равны потенциалам электродов линзы ($U_1 \neq U_2$, $U_1 = \text{const}$ и $U_2 = \text{const}$).

Графики изменения потенциалов, а также их первых и вторых производных показаны на рис. 1.27. При прохождении иммерсионной линзы скорость электронов изменяется: при $U_2 > U_1$ линза будет ускоряющей, при $U_1 > U_2$ — тормозящей. Из рис. 1.27 видно, что иммер-



Рис. 1.26. Иммерсионная линза



Рис. 1.27. Поле иммерсионной линзы

сионная линза имеет области с положительной и отрицательной второй производной потенциала $U_0''(z)$, т. е. собирающую и рассеивающую части поля. Однако скорость электрона, определяемая величиной потенциала, больше в той области, где $U_0''(z) < 0$, т. е. рассеивающую область электрон проходит быстрее, в результате чего импульс, переданный ему в радиальном направлении к оси, оказывается больше импульса, направленного от оси (собирающее действие преобладает). Следовательно, типичная иммерсионная линза является собирающей.

Оптическую силу иммерсионной линзы можно рассчитать по общим формулам при условии, что распределение потенциала вдоль оси известно. Для распределения потенциала вдоль оси иммерсионной



Рис. 1.28. Иммерсионная линза, образованная двумя диафрагмами

линзы, образованной двумя цилиндрами одинакового радиуса R с потенциалами U_1 и U_2 , при расстоянии между цилиндрами, малом по сравнению с радиусом, имеется приближенное выражение:

$$U_0(z) \approx \frac{U_1 + U_2}{2} \left[1 + \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} \operatorname{th} \left(1, 315 \frac{z}{R} \right) \right],$$

(1.128)

где $\gamma = U_1/U_2$.

Подстановка выражения (1.128) в (1.72) приводит к дифференциальному уравнению, которое в общем виде решить не удается. Однако при распределении потенциала вида (1.128) с достаточной для практических целей степенью точности в интервале изменения γ от $\gamma > 0,1$ до $\gamma < 10$ оптическую силу иммерсионной линзы, образованной двумя цилиндрами одинакового радиуса, можно определить по следующим приближенным формулам:

$$\frac{1}{f_1} \approx R\gamma^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \ln \gamma - 1 \right),$$

$$\frac{1}{f_2} \approx R\gamma^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \ln \gamma - 1 \right).$$
(129)

Поскольку в рассматриваемой линзе поле довольно глубоко проникает внутрь цилиндров, считать линзу тонкой не всегда возможно. Поэтому фокусные расстояния целесообразно отсчитывать не от средней плоскости линзы, а от главных плоскостей, положение которых можно рассчитать по выражениям

$$z(H_1) = 0,19 \ln \gamma - \frac{\gamma - \frac{1}{4}}{\frac{1}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \ln \gamma - 1},$$

$$z(H_2) = 0,19 \ln \gamma - \frac{1 - \gamma^{\frac{1}{4}}}{\frac{1}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \ln \gamma - 1},$$
(1.130)

которые показывают, что в иммерсионной линзе главные плоскости перекрещены и лежат по одну сторону от средней плоскости линзы.

Иммерсионную линзу, образованную двумя диафрагмами с отверстием радиуса R, расположенными на расстоянии d и имеющими потенциалы U_1 и U_2 (рис. 1.28), в первом приближении можно рассматривать как комбинацию двух линз-диафрагм. В этом случае распределение потенциала между диафрагмами можно считать линейным:

$$U_{0}(z) \int_{z_{1}}^{z_{3}} = U_{1} + \frac{U_{2} - U_{1}}{d} z, \qquad (1.131)$$

а напряженность поля между диафрагмами — постоянной:

$$E \int_{z_1}^{z_2} = \frac{U_1 - U_2}{d} = -U'_{12} = \text{const.}$$
(1.132)

Вне линзы, т. е. по обе стороны диафрагм, поле равно нулю, а потенциалы постоянны и равны соответственно U_1 и U_2 . Вблизи диафрагм будут существовать переходные области, внутри которых $U''_0(z) \neq 0$ и $r'(z) \neq 0$, однако при малой протяженности переходных

областей вдоль оси OZ потенциалы внутри этих областей приближенно можно считать постоянными (U_1 и U_2) и удаление электрона от оси также неизменным (r_1 и r_2).

Обозначим границы переходных областей z_{11} , z_{12} и z_{21} , z_{22} . Тогда углы наклона траекторий к оси будут равны: на входе в первую переходную область (вблизи первой диафрагмы) r_{11} , на выходе из первой переходной области r_{12} , на входе и выходе из второй переходной области (вблизи второй диафрагмы) r_{21} и r_{22} . Поскольку в переходных областях $U_0(z)$ считается постоянным, основное уравнение (1.72) для этих областей принимает вид

$$\frac{d^2r}{dz^2} = -\frac{1}{4} \frac{U_0'(z)}{U_0(z)} r.$$
(1.133)

Интегрирование этого уравнения в пределах z_{11} , z_{12} и z_{21} , z_{22} приводит к выражениям:

для первой переходной области

$$\dot{r}_{12} - \dot{r}_{11} = -\frac{r_1}{4U_1} U_{12}',$$
 (1.134)

для второй переходной области

$$\dot{r}_{22} - \dot{r}_{21} = \frac{r_2}{4U_2} U_{12}'.$$
 (1.135)

Рассмотрим траекторию электрона, влетающего в область линзы параллельно оси. В этом случае $r'_{11} = 0$. Тогда

$$r'_{12} = -\frac{r_1}{4U_1} U'_{12}.$$
 (1.136)

Между диафрагмами (переходными областями) $U'_0 = U'_{12} =$ = const и $U'_0 = 0$. Поэтому уравнение (1.71) принимает вид

$$\frac{d}{dz}\left(V\overline{U_0}\,\frac{dr}{dz}\right) = 0\tag{1.137}$$

И

$$V\overline{U_0} \frac{dr}{dz} \bigg|_{z_1}^{z_2} = \text{const} = V\overline{U_1} r'_{12}.$$
 (1.138)

Используя условие линейности распределения потенциала (1.131), преобразуем уравнение (1.138) к виду

$$dr = \frac{2\sqrt{U_1}}{U'_{12}} \frac{dU_0}{2\sqrt{U_0}} r'_{12} = \frac{2\sqrt{U_1}}{U'_{12}} d\left(\sqrt{U_0} r'_{12}\right).$$
(1.139)

Интегрирование уравнения (1.139) в пределах z_1 , z_2 дает выражение для удаления траектории электрона от оси по выходе из линзы:

$$r_{2} = r_{1} + \frac{2 \sqrt{U_{1}}}{U_{12}'} \left(\sqrt{U_{2}} - \sqrt{U_{1}} \right) r_{12}'. \qquad (1.140)$$

Подставляя значение r_{12}' из (1.136), получаем

$$r_{2} = \frac{r_{1}}{2} \left(3 - \frac{V\overline{U_{2}}}{V\overline{U_{1}}} \right) \cdot$$
 (1.141)

На основании соотношений (1.136) и (1.138) можно написать

$$V\overline{U_2} r'_{21} = V\overline{U_1} r'_{12} = -\frac{1}{4} \frac{U'_{12}}{4 \sqrt{U_1}} r_1.$$
 (1.142)

Теперь фокусное расстояние для пространства изображений $f_2 = r_2/tg\gamma_2 = r_2/r_{22}$, а для пространства объектов $f_1 = -r_1/tg\gamma_1 = r_1/r_{11}$.

Определяя r_2 , r'_{22} из выражений (1.141) и (1.135) с учетом соотношения (1.142), получим окончательное выражение для оптической силы иммерсионной линзы, образованной двумя диафрагмами:

$$\frac{1}{f_{1}} = \frac{3}{8d} \frac{U_{1} - U_{2}}{U_{1}} \left(\sqrt{\frac{U_{1}}{U_{2}}} - 1 \right),$$

$$\frac{1}{f_{2}} = \frac{3}{8d} \frac{U_{2} - U_{1}}{U_{2}} \left(\sqrt{\frac{U_{2}}{U_{1}}} - 1 \right).$$
(1.143)

Положение главных плоскостей можно рассчитать по формулам:

$$z(H_1) = z_2 - \frac{4d}{3} \frac{U_2}{U_2 - U_1},$$

$$z(H_2) = z_1 - \frac{4d}{3} \frac{U_1}{U_2 - U_1}.$$
(1.144)

Полученные простые выражения оптических параметров иммерсионной линзы дают удовлетворительную для практических целей точность в тех случаях, когда между диафрагмами имеется хотя бы небольшая область однородного поля. Это условие выполняется тем лучше, чем больше расстояние между диафрагмами. Практически формулами (1.143), (1.144) можно пользоваться при d > 2R.

Для слабой иммерсионной линзы формулы (1.143) можно еще упростить. Поскольку оптическая сила иммерсионной линзы зависит в основном от отношения потенциалов электродов U_2/U_1 , очевидно, для слабой линзы это отношение близко к единице, или $(U_2 - U_1)/U_1 \ll 1$. В этом случае правую часть уравнений (1.143) можно разложить в ряд по степеням отношения $(U_2 - U_1)/U_1$ и пренебречь членами, содержащими это отношение в степенях выше первой. Тогда оптическая сила слабой иммерсионной линзы, образованной двумя диафрагмами,

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{16d} \left(\frac{U_2 - U_1}{U_1} \right)^2.$$
(1.145)

Приближенное выражение (1.145) можно использовать при $U_2 - U_1 = 0,2$. Из (1.145) непосредственно следует, что иммерсионная линза всегда является собирающей [(1/f) >0] независимо от знака разности ($U_2 - U_1$).

Интересно отметить, что для приближенной оценки фокусного расстояния иммерсионной линзы, образованной двумя цилиндрами одинакового радиуса R с потенциалами U_1 и U_2 , была предложена полуэмпирическая формула, аналогичная аналитическому выраженню (1.145):

$$f = kR \left(\frac{U_1}{U_2 - U_1}\right)^2,$$
(1.146)

где *к* — константа, близкая к 10.

Расчет параметров иммерсионных линз, образованных двумя цилиндрами разных радиусов или цилиндром и диафрагмой, может быть выполнен путем решения основного уравнения (1.122) с помощью ЭВМ.

Одиночная линза будет несимметричной. Характерной особенностью диночная линза вектродны вразном симая и потенциала среднего электрода (U_2) может быть меньше или больше потенциала крайних электродов. Если крайние электроды имеют одинаковую геометрическую форму и расположены на одинаковом расстоянии от среднего электрода, то поле линзы будет симметричным относительно средней плоскости линзы. Такая одиночная линза называется симметричной. Показанные на рис. 1.29, *а* варианты электродных систем образуют симметричные одиночные линзы. Если же крайние электрода, то одиночная линза будет несимметричной от среднего электрода, то одиночные линзы. Вели же крайние электроды неодинаковы или расположены на разном расстоянии от среднего электрода, то одиночные линзы враяется ричной. Характерной особенностью одиночной линзы является равенство потенциалов крайних электродов, вследствие чего при прохождении сквозь одиночную линзу энер-



Рис. 1.29. Одиночная линза: а -- электродные системы; 6 – распределение потенциала и его производных

гия электронов не меняется, изменяется только направление скорости. Равенство потенциалов крайних электродов обусловливает противоположные направления электрического поля по обе сторо-ΗЫ от средней плоскости линзы. Следовательно, поле одиночной линзы всегда имеседлообразную особую ет точку (см. рис. 1.13). В случае симметричной одиночной линзы эта точка совпадает с точкой пересечения средней плоскости осью.

Как видно на рис. 1.29,6, одиночная линза имеет соби-

рающие и рассеивающие области ($U_0' > 0$ и $U_0' < 0$). Однако, как и в иммерсионной линзе, скорость электронов оказывается больше в рассеивающих областях, в результате чего собирающее действие преобладает и оптическая сила одиночной линзы всегда положительна.

Оптические параметры одиночной линзы сильно зависят от отношения потенциалов внутреннего и наружных электродов U_2/U_1 . Чем больше это отношение отличается от единицы, тем «сильнее» линза. При $U_2/U_1 = 1$ оптическая сила одиночной линзы равна нулю. Поскольку по обе стороны от одиночной линзы лежат области равного потенциала, фокусные расстояния в пространствах объектов и изображения равны. Главные плоскости одиночной линзы также перекрещены, но в отличие от иммерсионной линзы главные плоскости симметричной линзы расположены на одинаковом расстоянии от средней плоскости.

Положения фокусов и главных плоскостей одиночной линзы могут быть определены по общим формулам. Поскольку аналитические выражения для распределения потенциала вдоль оси одиночной линзы получаются слишком сложными, при расчете широко применяют приближенные выражения для осевого распределения потенциала и фокусного расстояния.

Для симметричной одиночной линзы, образованной тремя диафрагмами с радиусами отверстий R_1 (крайних электродов) и R_2 (средней диафрагмы), при условии, что расстояние между диафрагмами d не меньше радиусов отверстий R_1 , R_2 , потенциал в центре линзы и в центрах отверстий крайних электродов может быть представлен приближенными выражениями:

$$U_0(0) \approx U_2 + \frac{U_1 - U_2}{1 + \frac{d}{R_2} \arctan \frac{d}{R_2}}$$
,
(1.147)

$$U_0(z_d) \approx U_1 - \frac{U_1 - U_2}{2R_2} \frac{R_1}{1 + \frac{d}{R_2} \arctan \frac{d}{R_2}}$$

Выражения (1.147) удобны тем, что отношение $x = \frac{U_0(0)}{U_0(z_d)}$ с достаточной для практических целей степенью точности определяет

с достаточной для практических целей степенью точности определяет фокусное расстояние симметричной одиночной линзы, образованной тремя диафрагмами:

$$f = \frac{8}{3} \frac{xd}{(1-x)^2} \,. \tag{1.148}$$

Удовлетворительное совпадение экспериментально определенного фокусного расстояния одиночной линзы, состоящей из трех диафрагм, с величиной f, рассчитанной по формуле (1.148), получается при f > d, т. е. для сравнительно слабых линз. Очевидно, требование f > d приводит к x > 0,2, что обычно и считают критерием применимости формулы (1.148).

Можно, наконец, приближенно рассматривать одиночную линзу, образованную тремя диафрагмами, как комбинацию трех линз-диафрагм, считая $U_0(z)$ внутри линзы линейной функцией z, а потенциалы на оси в плоскостях диафрагм равными потенциалам самих диафрагм. При этом аналогично иммерсионной линзе [см. уравнения (1.131) — (1.143)] можно получить формулу для оптической силы симметричной одиночной линзы, образованной тремя диафрагмами с потенциалами U_1, U_2, U_1 и расстоянием между диафрагмами d:

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{8d} \frac{U_2 - U_1}{\sqrt{U_1 U_2}} \left(3 + \frac{U_2}{U_1} - 4 \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} \right) \cdot (1.149)$$

Для слабой одиночной линзы $\left|\frac{U_2 - U_1}{U_1}\right| \ll 1$, используя разложение в ряд по степеням отношения $(U_2 - U_1)/U_1$ и отбрасывая члены, содержащие это отношение в степенях выше первой, получим приближенное выражение

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{8d} \left(\frac{U_2 - U_1}{U_1} \right)^2,$$
 (1.150)

аналогичное (1.148).

Достаточно точных аналитических выражений для расчета оптических параметров одиночных линз, образованных тремя цилиндрами или двумя цилиндрами и диафрагмой, получить не удается. Было предложено несколько приближенных выражений для расчета оптической силы слабых одиночных линз, образованных тремя цилиндрами одинакового радиуса. Так, например, оптическая сила одиночной линзы, образованной тремя цилиндрами радиуса R, при длине среднего электрода 2l и зазорах между цилиндрами $d \ll R$ приближенно равна 、

$$\frac{1}{l} \approx \frac{1}{l} \left(\frac{U_1 - U_2}{U_1} \right)^2 \Phi \left(\frac{l}{R} \right) \left[1 + \frac{U_1 - U_2}{U_1} \Psi \left(\frac{l}{R} \right) \right], \quad (1.151)$$

где U_1 и U_2 — потенциалы крайних и среднего электродов, а Φ и Ψ — функции отношения длины среднего цилиндра к его радиусу (рис. 1.30).

Удовлетворительные результаты при использовании формулы (1.151) получаются при $(U_1 - U_2)/U_1 \ll 0,4$. Одиночную линзу можно использовать как при $U_1 > U_2$, так и

Одиночную линзу можно использовать как при $U_1 > U_2$, так и при $U_2 > U_1$. Практически более распространено соотношение $U_1 > U_2$, т. е. крайние электроды имеют более высокий потенциал. Такое соотношение потенциалов выгодно по нескольким причинам. При $U_2 < U_1$ для питания среднего электрода не требуется дополнительный высоковольтиый источник напряжения (при заданной конечной энергии электронов). При одинаковой по абсолютной величине разности ($U_1 - U_2$) линза получается более сильной, если $U_1 > U_2$. И, наконец, при $U_1 > U_2$ линза обладает меньшими аберрациями (см. § 1.6), так как в этом случае собирающая область лежит вблизи средней плоскости линзы и, следовательно, внутри линзы электронный пучок имеет меньший диаметр. В общем случае оптическая сила одиночной линзы с низковольтным средним электродом наиболее существенно зависит от диаметра отверстия внутреннего электрода, возрастая с уменьшением последнего.

Магнитные линзы образуются неоднородными осесимметричными магнитными полями, создаваемыми (чаще) круглыми катушками, обтекаемыми током, или постоянными магнитами кольцевой формы.





Рис. 1.30. Графики функций для расчета симметричной одиночной линзы



Рассмотрим тонкую магнитную линзу (рис. 1.31, *a*), образованную короткой круглой катушкой, имеющей *w* витков со средним радиусом R_{cp} , обтекаемых током *I*. Распределение поля на оси такой катушки описывается выражением (1.35) и представлено в виде графика рис. 1.31, *б*. Как видно из рисунка, на расстоянии $2R_{cp}$ от средней плоскости катушки магнитная индукция уменьшается более чем в 10 раз по сравнению с максимальным значением. Таким образом, при фокусном расстоянии, большем удвоенного диаметра катушки, линзу приближенно можно считать тонкой. В этом случае удаление электрона от оси внутри линзы можно принять неизменным: $r(z) = r_0 = \text{const.}$ Проинтегрируем уравнения движения электрона (1.89) в пределах от z_a до z_b :

$$\frac{dr}{dz}\Big|_{z_b} - \frac{dr}{dz}\Big|_{z_a} = -\frac{er_0}{8mU_0} \int_{z_a}^{z_b} B_0^2 dz,$$

$$\psi_b - \psi_a = \sqrt{\frac{e}{8mU_0}} \int_{z_a}^{z_b} B_0 dz.$$
(1.152)

Применяя тот же прием, что и при рассмотрении тонкой электро-

статической линзы, получим выражение для оптической силы тонкой магнитной линзы:

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU_0} \int_{-\infty}^{\infty} B_0^2 dz.$$
 (1.153)

В уравнении (1.153) пределы интегрирования перенесены в $\pm \infty$, поскольку вне линзы поле быстро спадает практически до нуля. Так как поле, создаваемое круглой катушкой, симметрично относительно ее средней плоскости, а потенциалы по обе стороны линзы равны $U_a = U_b = U_0$, главные фокусы магнитной линзы располагаются симметрично относительно средней плоскости ($|f_1| = |f_2|$) и главные плоскости лежат на одинаковом расстоянии от средней плоскости, в первом приближении совпадая с ней.

Оптическая сила магнитной линзы, образованной короткой круглой катушкой, может быть подсчитана просто. Подставим в (1.153) выражение для магнитной индукции (1.35):

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU_0} \frac{\mu_0^2 R_{\rm cp}^2 (wl)^2}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{(R_{\rm cp}^2 + z^2)^3} =$$
$$= \frac{3}{256} \frac{\pi e \mu_0^2}{m} \frac{(wl)^2}{R_{\rm cp} U_0} . \tag{1.154}$$

Подставив численные значения *е*, *m* и µ₀, получим удобную для практических расчетов формулу фокусного расстояния тонкой магнитной линзы:

$$f = 98 \ \frac{U_0 R_{\rm cp}}{(\omega/)^2} \,. \tag{1.155}$$

Соответственно для угла поворота изображения при подстановке во второе уравнение (1.152) выражения (1.35) находим

$$\psi = 10.7 \ \frac{w/}{\sqrt{U_0}}.$$
 (1.156)

В формулы (1.155) и (1.156) следует подставлять значения U_0 в вольтах, I — в амперах, R — в сантиметрах, тогда значение f получит-ся в сантиметрах, ψ — в градусах.

Часто используют приближенное выражение для расчета магнитодвижущей силы фокусирующей катушки по заданным фокусному расстоянию f и энергии электронов eU_0 , которое непосредственно следует из (1.155):

$$wI \approx 10 \sqrt{\frac{R_{cp}U_0}{f}}$$
 (1.157)

Как было указано, формулы (1.153)—(1.155) справедливы лишь для длиннофокусных (слабых) линз. Создание короткофокусных (сильных) магнитных линз с помощью круглах катушек без ферромагнитной оболочки затруднительно, так как для увеличения оптической силы необходимо увеличивать магнитодвижущую силу, т. е. либо ток, либо число витков. Увеличение тока, так же как и увеличение числа витков, требует увеличения сечения обмотки, что приводит к возрастанию среднего радиуса катушки и, следовательно, к уменьшению оптической силы. Увеличение оптической силы магнитной линзы при

той же магнитодвижущей силе может быть достигнуто путем «сжатия» области поля вдоль оси (рис. 1.32). Согласно закону полного тока

$$\int_{-\infty}^{\infty} B_0(z) dz = wI, \qquad (1.158)$$

т. е. площади, ограниченные кривыми 1и 2 на рис. 1.32, при фиксированном значении wI равны. В то же время оптическая сила магнитной линзы пропорциональна B_0^2 и, следовательно, при распределении поля, представленном кри-

вой 2 на рис. 1.32, линза будет более сильной. Таким образом, уменьшение протяженности области поля вдоль оси и увеличение максимального значения $B_0(z)$ приводит к возрастанию оптической силы магнитной линзы. Практически короткофокусные магнитные линзы удается получить, заключая фокусиру-

ющую катушку в оболочку из ферромагнитного материала (рис. 1.33, *a*).

Уменьшая ширину зазора *s* в магнитопроводе, можно «сжать» кривую распределения магнитного поля вдоль оси и соответственно увеличить оптическую силу линзы. Еще больший эффект получается в случае применения специальных полюсных наконечников, помещаемых внутрь магнитопровода (рис. 1.33, *б*).

Расчет параметров магнитных линз с ферромагнитными оболочками представляет значительные трудности. Задачу можно решить подбором функции $B_0(z)$, достаточно хорошо аппроксимирующей истинное распределение магнитной индукции вдоль оси линзы и допускающей аналитическое решение основных уравнений. Для приближенного расчета можно использовать формулу (1.157), введя коэффициент k < 1:

$$wl \approx 10k \sqrt{\frac{2RU_0}{f}}$$
, (1.159)

где 2R — внутренний диаметр магнитопровода, а $k = 0.6 \div 0.75$.



Рис. 1.32. Распределение магнитного поля линзы



Рис. 1.33. Магнитные линзы с ферромагнитной оболочкой (а) и полюсными наконечниками (б):

1 — обмотка; 2 — ферромагнитная оболочка; 3 — полюсные наконечники

59

Коэффициент k при изменении wl не остается постоянным: с увеличением магнитодвижущей силы значение k возрастает, приближаясь к единице при насыщении ферромагнетика.

В отличие от электростатических электронных линз магнитные линзы требуют затраты энергии для возбуждения магнитной индукции (необходима магнитодвижущая сила, т. е. ток), следовательно, они менее экономичны. Очевидно, фокусирующее магнитное поле может быть создано постоянными магнитами. В этом случае получается магнитостатическая электронная линза, не нуждающаяся в источнике питания. Простейшая магнитостатическая линза образуется намагниченным кольцом. Для концентрации магнитного поля в области прохождения электронного пучка магнитное кольцо снабжают магнитопроводом с небольшим зазором.

Более совершенной магнитостатической линзой является двойная линза, образованная двумя кольцами, намагниченными «навстречу» друг другу. Магнитостатические линзы получили меньшее распространение главным образом из-за трудности регулирования оптических параметров.

§ 1.6. Ошибки изображения (аберрации) электронно-оптических систем

При выводе основных уравнений электронной оптики рассматривались только лучи, мало удаленные от оси, т. е. параксиальные пучки. Формально условие параксиальности выражалось в ограничении лишь первыми членами разложения в рядах (1.49) и (1.67). В реальных электронно-оптических устройствах часто используются довольно широкие пучки. В этом случае пренебрежение последующими членами разложения приводит к значительным погрешностям.

Условием получения идеального изображения, как видно из уравнений (1.71), (1.87), является пропорциональность изменения угла наклона траектории первой степени *r*.

Учет последующих членов разложения приводит к появлению в уравнениях (1.71), (1.87) слагаемых, пропорциональных третьей, пятой и т. д. степеням r или dr/dz. Так, например, если в разложении (1.49) учесть член с r^4 , то уравнение движения электрона в осесимметричном поле принимает вид

$$\frac{d^{2}r}{dz^{2}} + \frac{U_{0}'}{2U_{0}} \left[1 + r^{2} \left(\frac{U_{0}'}{4U_{0}} - \frac{U_{0}''}{4U_{0}'} \right) + \left(\frac{dr}{dz} \right)^{2} \right] \frac{dr}{dz} + \frac{U_{0}''}{4U_{0}} \left[1 + r^{2} \left(\frac{U_{0}'}{4U_{0}} - \frac{U_{0}'''}{8U_{0}''} \right) + \left(\frac{dr}{dz} \right)^{2} \right] r = 0. \quad (1.160)$$

В отличие от (1.72) в уравнении (1.160) имеются дополнительные слагаемые, пропорциональные r^3 , r^2dr/dz , $r(dr/dz)^2$ и $(dr/dz)^3$, т. е. члены третьего порядка. Наличие этих членов приводит к появлению ошибок изображения (аберраций), называемых ошибками или абер-

рациями третьего порядка. Если в разложении (1.49) учесть члены с r^{θ} , r^{θ} и т. д., то это приведет соответственно к учету аберраций пятого, седьмого и т. д. порядков. При расчете и анализе электронно-оптических систем часто ограничиваются рассмотрением только ошибок третьего порядка, так как аберрации более высоких порядков при использовании не слишком широких пучков невелики, а расчет их представляет значительные трудности. В уравнении (1.160) члены, содержащие r, характеризуют удаление траектории от оси, а члены,



Рис. 1.34. Происхождение геометрических аберраций

содержащие dr/dz, — угол наклона траектории к оси поля. Обе эти величины могут быть выражены через r_a — удаление от оси точек объекта и r_d — радиус диафрагмы, ограничивающей пучок в области линзы (рис. 1.34).

Предположим, что из точки a объекта выходит узкий параксиальный пучок nn, создающий неискаженное (точное) изображение точки a в плоскости z_b . Для более широкого пучка mm, вышедшего из точки a, в плоскости z_b вместо точки образуется некоторая аберрационная фигура. Такой же результат получится, если точка объекта будет удалена от оси (точка a' на рис. 1.34).

Аберрационные фигуры в плоскости изображения не являются кругами, поэтому для оценки ошибок изображения удобно ввести в плоскостях объекта и изображения декартовы координаты с началом, совпадающим с точкой пересечения этих плоскостей осью, и характеризовать аберрации величинами Δx и Δy отклонения точек аберрационной фигуры от точки изображения, создаваемого параксиальным пучком.

Поскольку диафрагма, ограничивающая пучок, должна быть круглой, координаты краев отверстия диафрагмы удобно выразить в полярной системе координат:

$$x_d = r_d \cos \psi, \quad y_d = r_d \sin \psi.$$

При таком выборе координат отклонения лучей в плоскости изображения от точки изображения, создаваемого параксиальными лучами, определяются выражениями:

$$\Delta x = Br_d^3 \cos \psi + F (2 + \cos 2\psi) r_d^2 x_a + (2C + D) \cos \psi r_d x_a^2 + Ex_a^3,$$
(1.161)

$$\Delta y = Br_d^3 \sin \psi + F \sin 2\psi r_d^2 x_a + D \sin \psi r_d x_a^2,$$

где коэффициенты *B*, *C*, *D*, *E*, *F* являются функциями осевого потенциала и его производных первого, второго, третьего и четвертого порядков. Эти коэффициенты характеризуют пять геометрических аберраций третьего порядка.

Из выражений (1.161) видно, что для точек объекта, лежащих на оси системы ($x_a = 0$), все слагаемые, кроме первых, обращаются в нуль и остается только одна ошибка, определяемая коэффициентом *B*. Эта ошибка называется с ферической аберрацией и имеет наибольшее значение для электронно-лучевых приборов, так как обычно в этих устройствах используются пучки электронов, выходящих из точек, расположенных вблизи оси. При наличии сферической аберрации вместо точки, соответствующей точке объекта, лежащей на оси, в плоскости изображения получается абберационная фигура, которая, как непосредственно следует из выражений (1.161), является окружностью с радиусом Δr :

$$\Delta r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} = Br_d^3.$$
 (1.162)

Физически происхождение сферической аберрации можно объяснить следующим образом. Лучи, проходящие в области линзы далеко от оси (у края диафрагмы, ограничивающей пучок), преломляются сильнее (или слабее), чем параксиальные лучи, вследствие чего пересекаются ближе (или дальше) плоскости z_b . В результате в плоскости изображения вместо точки получается кружок с радиусом, определяемым выражением (1.162). В большинстве реальных систем распределение потенциала таково, что непараксиальные лучи пересекают ось ближе плоскости изображения. Поскольку радиус кружка рассеяния сферической аберрации пропорционален r_d^3 , эту ошибку можно значительно снизить, уменьшая радиус диафрагмы, т. е. используя более узкие пучки.

Коэффициент F в выражениях (1.61) характеризует ошибку изображения, называемую к о м о й. Очевидно, этот вид аберрации имеет место только для точек объекта, не лежащих на оси ($x_a \neq 0$). Аберрационная фигура для этой ошибки также имеет форму круга, но с центром, не совпадающим с точкой изображения, создаваемого параксиальным пучком. Полагая все коэффициенты, кроме F, в выражениях (1.161) равными нулю, возведем в квадрат и сложим эти выражения;

$$(\Delta x + 2Fx_a r_d^2)^2 + (\Delta y)^2 = F^2 x_a^2 r_d^4.$$
(1.163)

Уравнение (1.163) есть уравнение окружности с радиусом $\Delta r = F x_a r_a^2$ и центром, удаленным от точки изображения на расстояние $2F x_a r_a^2$.

.

Так как аберрационные фигуры создаются лучами, проходящими через всю диафрагму, а не только «краевыми» лучами, в плоскости изображения получается совокупность налагающихся кругов с постепенно увеличивающимися радиусами и центрами, удаляющимися от точки изображения, созданного параксиальным пучком.

Кома может быть уменьшена приближением объекта к оси и диафрагмированием.

Коэффициенты С и D характеризуют ошибку изображения, называемую а с т и г м а т и з м о м. Комбинируя члены с коэффициентами С и D в выражениях (1.161), получим уравнение эллипса

$$\frac{(\Delta x)^2}{\left[(2C+D) r_d x_a^2\right]^2} + \frac{(\Delta y)^2}{\left(Dr_d x_a^2\right)^2} = 1, \qquad (1.164)$$

центр которого совпадает с точкой неискаженного изображения и величинами осей, пропорциональными $r_d x_a^2$. При D = 0 эллипс вырождается в отрезок прямой длиной $4Cr_d x_a^2$. При C = 0 аберрационная фигура превращается в круг, причем конус лучей, проходящих через диафрагму и края аберрационной фигуры, имеет вершину. Следовательно, можно подобрать поверхность, на которой изображение будет свободно от астигматизма. Однако эта поверхность не является плоской и только касается плоскости в точке пересечения ее осью. Обычно ошибку изображения, возникающую при C = 0 и $D \neq 0$, рассматривают как самостоятельную аберрацию, называемую и с к р и в л ен и е м по в е р х ност и и з о б р а ж е н и я.

Последняя геометрическая ошибка, определяемая коэффициентом *E* в первом выражении (1.161), называется д и с т о р с и е й. Наличие этой аберрации приводит к искажению масштаба изображения увеличение системы оказывается зависящим от удаления точек объекта от оси: $\Delta x = Ex_a^3$. В зависимости от распределения поля увеличение для более удаленных частей объекта может быть больше или меньше, чем для приосевых частей. Дисторсию, возникающую в первом случае, называют подушкообразной, во втором — бочкообразной (по форме образующихся аберрационных фигур).

Аберрационные фигуры, соответствующие рассмотренным геометрическим ошибкам изображения электростатических линз, приведены на рис. 1.35.

Магнитным линзам также присущи описанные геометрические аберрации. Но вследствие «закручивающего» действия магнитного поля магнитные линзы имеют свои «анизотропные» аберрации, возникающие вследствие того, что при использовании непараксиальных лучей угол поворота изображения зависит от удаления точек объекта от оси. К этой группе аберраций относятся анизотропная кома, анизотропный астигматизм и анизотропная дисторсия.

Геометрические аберрации определяются радиусом пучка в области линзы (или углом расхождения пучка) и удалением точек объекта от оси. Таким образом, уменьшение аберраций возможно за счет уменьшения радиуса ограничивающих диафрагм и величины отображаемого объекта, т. е. в конечном счете использования более узких (параксиальных) пучков. Однако уменьшение сечения пучка приводит к уменьшению тока пучка, что во многих практических случаях нежелательно. Поэтому, поскольку коэффициенты аберраций [коэффициенты B, C, D, E и F в выражениях (1.161)] определяются распределением потенциала и его производных, уменьшение аберраций возможно путем нахождения полей, для которых эти коэффициенты минимальны. Аналитическое нахождение таких полей сопряжено со значительными трудностями, и, что более важно, такие поля не могут быть реализованы практически.



Рис. 1.35. Геометрические аберрации: 1 — точное изображение; 2 — сферическая аберрация; 3 — кома; 4 — астигматизм; 5, 6 — дисторсия

В настоящее время использование ЭВМ позволяет сравнительно быстро рассчитать фокусирующие системы, имеющие минимальные аберрации, причем возможно минимизировать суммарную ошибку изображения, не рассчитывая каждый вид аберрации в отдельности.

При рассмотрении геометрических аберраций предполагалось, что ошибки определяются только полями линз, а параметры пучка, например неодинаковые скорости (энергии) у всех электронов пучка, не влияют на качество изображения. Реальные электронные пучки, как правило, не бывают моноэнергетическими, так как при использовании в качестве источников электронов различных катодов (термои фотокатодов и др.) всегда имеется естественный разброс начальных скоростей. При этом энергия электрона в точке поля с потенциалом U будет иметь величину

$$\frac{mv^2}{2} = e(U+u), \qquad (1.165)$$

где *и* — начальная энергия электрона, выраженная через эквивалентную разность потенциалов.

При фокусировке немоноэнергетических пучков возникают дополнительные ошибки изображения, называемые по аналогии со световой оптикой х роматическими аберрациями. Физически возникновение хроматических аберраций вызвано зависимостью оптических параметров электронных линз от энергии электронов фокусируемого пучка. Эта зависимость непосредственно следует из формул (1.122) и (1.153), в которых величины U_b и U_0 , стоящие перед интегралом, имеют смысл меры энергии электрона.

Рассмотрим траектории двух электронов, один из которых покинул катод с нулевой начальной энергией (u = 0), второй — с отличной от нуля энергией (u > 0) (рис. 1.36).

Очевидно, первый, более медленный электрон будет находиться в поле линзы большее время и, получив больший импульс, пересечет ось ближе к линзе, чем второй, более быстрый электрон. Рассматривая совокупность электронов пучка с начальными энергиями, распределенными в интервале от нуля до некоторого значения *еи*, нетрудно убедиться, что ни в одной плоскости, перпендикулярной оптической оси, пучок элект-



Рис. 1.36. Происхождение хроматических аберраций

ронов, вышедших из одной точки на оси, но имеющих разброс начальных энергий, не может быть сведен в одну точку.

Предположим, что электроны с нулевыми начальными скоростями, вышедшие из точки z_a на оси линзы, пройдя линзу, соберутся в точке z_b на оси. Тогда электроны с отличной от нуля начальной скоростью, вышедшие из той же точки z_a , пересекут ось в точках с координатами $z_b + \Delta z$. При этом чем больше начальная энергия, тем больше значение Δz . В плоскости z_b электроны, имеющие отличные от нуля начальные энергии, создадут некоторый кружок рассеяния.

Примем далее, что большинство электронов имеют начальную энергию, не большую некоторого значения *еи*. Соответствующую этому значению энергии величину Δz обозначим Δb . Тогда согласно построению на рис. 1.36 радиус кружка рассеяния (радиус кружка хроматической аберрации)

$$r_{\rm xp} = \Delta b \, {\rm tg} \, \gamma_2 = r_d \, \frac{\Delta b}{b + \Delta b} \approx r_d \frac{\Delta b}{b} \,, \qquad (1.166)$$

где r_d — радиус апертурной диафрагмы и $\Delta b \ll b$.

Учитывая формулу (1.108) и считая потенциалы по обе стороны линзы одинаковыми, определим положение изображений, создаваемых соответственно медленными (u = 0) и быстрыми (u > 0) электронами:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f},$$
(1.167)
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b+\Delta b} = \frac{1}{f+\Delta t},$$

3-189

где Δf — величина, учитывающая увеличение фокусного расстояния линзы для быстрых электронов.

Вычитая из второго уравнения системы (1.167) первое и пренебрегая Δf по сравнению с f, получим

$$\frac{\Delta b}{b} = \frac{b}{f} \frac{\Delta f}{f}.$$
 (1.168)

Из выражения (1.168) следует, что радиус кружка хроматической аберрации пропорционален отношению $\Delta f/f$. Используя формулу для оптической силы электростатических линз (1.122), найдем это отношение:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{4 \sqrt{U_b}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U_0'(z)}{\sqrt{U_0(z)}} dz,$$

$$\frac{1}{f + \Delta f} = \frac{1}{4 \sqrt{U_b + u}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U_0'(z)}{\sqrt{U_0(z)}} dz.$$
(1.169)

Разделив первое уравнение системы (1.169) на второе, после несложных преобразований получим

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{2} \frac{u}{U_b} \,. \tag{1.170}$$

Таким образом, отношение $\Delta f/f$ пропорционально отношению начальной энергии электрона *eu* к энергии *eU_b*, приобретаемой электроном в ускоряющем поле. Окончательно на основании уравнений (1.166), (1.168) и (1.170) радиус кружка хроматической аберрации

$$r_{\rm xp} = C_{\rm xp} r_d \, \frac{u}{U} \,. \tag{1.171}$$

Выражение (1.171) показывает, что хроматическая аберрация аналогично сферической аберрации имеет место для точек объекта, лежащих на оси. Этот вид аберрации называют хроматической аберрацией положения плоскости изображения или отверстной хроматической аберрацией, так как величина $r_{\rm xp}$ пропорциональна радиусу отверстия апертурной диафрагмы r_{a} .

Как следует из выражения (1.171), уменьшения отверстной хроматической аберрации можно добиться, уменьшая отверстие диафрагмы, т. е. диаметр электронного пучка, и повышая ускоряющее напряжение. Однако полное устранение этого вида аберрации невозможно.

При отображении точек объекта, не лежащих на оси, электронами, имеющими разброс энергии, проявляется хроматическая аберрация, приводящая к искажению масштаба увеличения. Этот вид аберрации называется х роматической аберрацией линейного увеличения. Наконец, при использовании магнитных линз разброс начальных энергий электронов приводит к х роматической аберрации угла поворота изображения. Два последних вида хроматической аберрации также зависят от отношения u/U, но вотличие от отверстной аберрации могут быть исправлены соответствующим подбором полей и положения диафрагмы.

§ 1.7. Фокусировка полями, не обладающими осевой симметрией. Цилиндрические и квадрупольные линзы

Для фокусировки электронных пучков, кроме рассмотренных осесимметричных электрических и магнитных полей, в некоторых случаях могут быть использованы поля, не обладающие осевой симметрией.

Примерами таких полей являются электрические и магнитные плоские поля, т.е. поля, не зависящие от одной декартовых координат ИЗ (например, х). Для плоских полей $U(x, y, z) \equiv U(0, y, z)$ $H B(x, y, z) \equiv B(0, y, z).$ Очевидно, такие поля имеют симметрии, перплоскости ΟΧ. пендикулярные оси



Рис. 1.37. Плоское поле

Электрические плоские поля создаются диафрагмами со щелями или парами плоских пластин, магнитные плоские поля — вытянутыми катушками, которые могут быть заключены в ферромагнитные оболочки со щелями.

Эквилотенциальные поверхности электрических плоских полей являются цилиндрами с образующими, параллельными оси OX (рис. 1.37). Поскольку аналогами преломляющих поверхностей световой оптики в электронной оптике являются эквипотенциальные поверхности электрического поля, прохождение электронного пучка в плоском поле аналогично прохождению света сквозь цилиндрическую линзу. На основе этой аналогии электронно-оптические системы, образованные плоскими полями, получили название цилиндрических электроннох и х электронных линз.

Рассмотрим движение электрона в поле цилиндрической линзы; так как поле плоское, составляющая напряженности поля $E_x \equiv 0$. Сила, действующая на электрон в поперечном направлении (вдоль оси OY), равна

$$m \, \frac{d^2 y}{dz^2} = -eE_y. \tag{1.172}$$

Для определения составляющей напряженности поля E_y используем теорему Остроградского — Гаусса. Построим параллеленинед с ребрами, параллельными осям координат. Поток вектора Е через поверхность параллеленинеда будет равен

$$xlE_y + xy \int_0^t \frac{\partial E_z}{\partial z} dz = -xyl \frac{\rho}{\epsilon_0}, \qquad (1.173)$$

где x, y, l — ширина, высота и длина параллелепипеда; ρ — плотность объемного заряда ($E_x = 0$ по условию).

При малых токах пучка можно считать, что поле не искажается зарядом электронов пучка, т. е. однозначно определяется формой, расположением и потенциалами электродов. В этом случае можно положить $\rho = 0$. При небольшой величине *l* производная $dE_z/dz = -U''$ (штрихи означают дифференцирование по *z*) мало изменится на длине *l* и может быть вынесена из-под знака интеграла. Тогда

$$E_y = U''y.$$
 (1.174)

Подстановка значения Е_и в (1.172) приводит к уравнению

$$m \ \frac{d^2 y}{dt^2} = -eU'' y. \tag{1.175}$$

Ограничиваясь параксиальной областью, можно от дифференцирования по *t* перейти к дифференцированию по *z* [см. выражения (1.70), (1.71)]. Применяя дважды дифференциальный оператор $\frac{d}{dt} = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz}$

и замечая, что $dz/dt = v_z = \sqrt{\frac{2e}{m}U}$, получим

$$\frac{d}{dz}\left(\sqrt{U} \ \frac{dy}{dz}\right) = -\frac{U''}{2U} y, \qquad (1.176)$$

или после дифференцирования*

$$y'' + \frac{U'}{2U}y' + \frac{U''}{2U}y = 0.$$
 (1.177)

Полученное уравнение является основным уравнением цилиндрической оптики. Оно показывает, что в одном направлении — в плоскости YOZ — цилиндрическая линза действует аналогично осесимметричной линзе [разница между уравнениями (1.177) и (1.72) только в постоянном множителе в последнем члене], а в перпендикулярном направлении — в плоскости XOZ — поле линзы не влияет на движение электронов ($E_x = 0$). Следовательно, параллельный оси OZ пучок электронов, пройдя цилиндрическую линзу, создает в ее фокальной плоскости изображение в виде отрезка прямой, параллельной оси OX.

В параксиальном приближении можно тем же способом, что и для осесимметричных линз, определить оптическую силу цилиндрической линзы:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{2\sqrt{U_b}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U''}{\sqrt{U}} dz. \qquad (1.178)$$

Цилиндрическая магнитная линза также создает линейный фокус, но за счет «поворачивающего» действия магнитного поля фокальная

^{*} Рассмотренным способом может быть получено основное уравнение траектории (1.72) для осесимметричного поля.

иая оказывается повернутой на 90°, т. е. лежит в плоскости XOY. ическая сила цилиндрической магнитной линзы

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{2mU} \int_{-\infty}^{\infty} B^2 dz. \qquad (1.179)$$

Сравнение выражений (1.178) и (1.179) с (1.122) и (1.153) показы-, что при одинаковых по величине напряженностях электрическоюля и магнитных индукциях оптическая сила цилиндрических тростатических линз в два, а цилиндрических магнитных линз тыре раза больше оптической силы соответствующих осесимметричлинз.

сссимметричных и цилиндрических линзах траектории электрозобласти линзы составляют малые углы с направлением напряжени электрического поля или магнитной индукции. Иными словами, их оптических системах электроны движутся приблизительно ь силовых линий поля. Поэтому описанные фокусирующие сиы называются продольными. В продольных системах для фокувки электронных пучков используется лишь небольшая (по срав-

 с продольной) поперечная составляющая поля. Значительно фективны поперечные системы, в которых силовые линии поля ны поперек пучка. Поперечным системам присущи новые о-оптические свойства, в частности, при использовании поцолей возможно создание фокусирующих систем, свободных ий.

счные фокусирующие поля обычно создаются четырьмя уи или четырьмя магнитными катушками, расположенными и системы, причем диаметрально противоположные электмагниты имеют одинаковую полярность, а соседние — раз-(. 1.38).

арехполюсные системы, обладающие двумя плоскостями симии, называют квадрупольными электронными



. 1.38. Поперечные фокусирующие поля



Рис. 1.39. Квадрупольная электростатическая линза

линзами. Особенностью квадрупольных линз является равє во нулю осевой составляющей поля.

Рассмотрим квадрупольную электростатическую линзу, обр ванную четырьмя одинаковыми электродами в виде гиперболичес цилиндров, расположенных симметрично на одинаковом расстоя от оси с потенциалами $\pm U_1$ (рис. 1.39).

Распределение потенциала в такой симметричной системе оп вается уравнением

$$U(x, y) = \frac{1}{2} k(x^2 + y^2), \qquad (1.$$

где $k = 2U_1/a^2$ (а — расстояние от оси до поверхности электро. При распределении потенциала вида (1.180) составляющие на

три распределении потенциала вида (1.100) составляющие на женности поля E_x и E_y являются линейными функциями коорди

$$E_{x} = -\frac{\partial U}{\partial x} = -kx,$$

$$E_{y} = -\frac{\partial U}{\partial y} = ky,$$

$$E_{z} = 0,$$
(1)

т. е. градиенты напряженности поля постоянны. Поэтому кв ная линза с гиперболическими электродами называется с постоянным градиентом.

Рассмотрим движение электрона, входящего в такую ликлельно оси OZ. Нетрудно видеть, что в точке p_1 (рис. 1.39) на действует сила $F_x = -eE_x = ekx$, направленная от оси линзы, p_2 — сила $F_y = -eE_y = -eky$, направленная к оси. Таким в плоскости XOZ линза будет рассеивающей, а в плоскости собирающей. На электрон в любой точке поля, не лежащей в стях симметрии, будет действовать сила, всегда имеющая состациую, прижимающую электрон к плоскости XOZ и удаляющую от плоскости YOZ.

Составим уравнения движения электрона в поле, учитывая фс лы (1.181):

$$m \frac{d^{2}x}{dt^{2}} = -eE_{x} = \frac{2eU_{1}}{a^{2}} x,$$

$$n \frac{d^{2}y}{dt^{2}} = -eE_{y} = -\frac{2eU_{1}}{a^{2}} y.$$
(1)

Поскольку поле на оси линзы отсутствует, для приосевой обл (параксиальное приближение) продольную составляющую скор электронов допустимо считать постоянной: $v_z = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0} = c$ (здесь U_0 — постоянный потенциал на оси линзы) и перейти в у 70 нениях (1.182) от дифференцирования по t к дифференцированию по z:

$$m \sqrt{\frac{2e}{m} U_{0}} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{2e}{m} U_{0}} \right) \frac{dx}{dz} = \frac{2eU_{1}}{a^{3}} x,$$

$$m \sqrt{\frac{2e}{m} U_{0}} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{2e}{m} U_{0}} \right) \frac{dy}{dz} = -\frac{2eU_{1}}{a^{2}} y,$$

$$x'' - x_{E}^{2} x = 0,$$
(1.183)

или

$$x'' - x_E^2 x = 0,$$

$$y'' + x_E^2 y = 0,$$
 (1.184)

где $x_B^2 = \frac{U_1}{a^2 U_0}$; штрихи означают дифференцирование по z.

Рассмотрим теперь симметричную магнитную квадрупольную линзу (рис. 1.40). При выбранном расположении координатных осей плоскости XOZ и YOZ являются плоскостями антисимметрии магнитного поля*. Допустим, что электроны входят в линзу параллельным оси OZ пучком со скоростью $v_z = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}$. На электрон в точке p_1 будет действовать сила $F_x = ev_z B_y$, направленная от оси, а в

точке $p_2 - cuna F_y = -ev_z B_x$, направленная к оси линзы. В любой точке, не лежащей в плоскостях антисимметрии, на электрон будет действовать сила,



Рис. 1.40. Квадрупольная магнитная линза

имеющая составляющую, прижимающую электрон к плоскости XOZ и удаляющую его от плоскости YOZ. Таким образом магнитная квадрупольная линза будет собирающей в плоскости YOZ и рассеивающей в плоскости XOZ.

Запишем уравнения движения электрона в квадрупольной магнитной линзе:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e v_z B_y,$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = -e v_z B_x.$$
(1.185)

Составляющие магнитной индукции, подобно тому, как это было сделано для осесимметричного поля (см. § 1.4), можно представить в виде рядов:

^{*} Поворот осей ОХ и ОУ на 45° по сравнению с системой рис. 1.38 удобен при рассмотрении магнитных квадрупольных линз, так как в этом случае уравнения траекторий в магнитной линзе совпадают с аналогичными уравнениями для электростатической квадрупольной линзы.

$$B_{x}(x, y, z) = F(z)y - \frac{1}{12}F''(z)(3x^{2}y + y^{3}) + \cdots,$$
(1.186)

$$B_y(x, y, z) = F(z) x - \frac{1}{12} F''(z) (x^3 + 3xy^2) + \cdots,$$

где $F(z) = \left(\frac{\partial B_x}{\partial y}\right)_0 = \left(\frac{\partial B_y}{\partial x}\right)_0$ — функция *z*, равная значению частных производных dB_x/dy и dB_y/dx на оси системы.

В рамках параксиального приближения в разложении (1.186) допустимо ограничиться первыми членами. Тогда подстановка B_x и B_y из (1.186) в (1.185) приведет к следующим соотношениям:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m} v_z \left(\frac{\partial B_y}{\partial x}\right)_0 x,$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{e}{m} v_z \left(\frac{\partial B_y}{\partial x}\right)_0 y.$$
(1.187)

ія в параксиальной области $v_z = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0} = \text{const, перей$ ифференцирования по*t*к дифференцированию по*z*:

$$\frac{d^{2}x}{dz^{2}} - \sqrt{\frac{e}{2mU_{0}}} \left(\frac{\partial B_{y}}{dx}\right)_{0} x = 0,$$

$$\frac{d^{2}y}{dz^{2}} + \sqrt{\frac{e}{2mU_{0}}} \left(\frac{\partial B_{y}}{dx}\right)_{0} y = 0,$$

$$x'' - x_{M}^{2} x = 0,$$

$$y'' + x_{M}^{2} y = 0,$$

$$x_{M}^{2} = \sqrt{\frac{e}{2mU}} \left(\frac{\partial B_{y}}{\partial x}\right)_{0}.$$
(1.189)

Система уравнений (1.189) совпадает с системой (1.184), описывающей движение электронов в электростатической квадрупольной линзе. Поэтому в общем случае уравнения движения электронов в приосевой области симметричной электростатической или магнитной линзы могут быть представлены в виде:

$$x'' - x^2 x = 0,$$

$$y'' + x^2 y = 0,$$
(1.190)

где х = х_в — для электростатической линзы, х = х_м — для магнитной линзы.

адруполь-1 и н з о й

чзу парала электрон а в точке и образом, и YOZ члоско-™ляюгде
£.

Допустим, что линза имеет длину L, т. е. поле линзы сосредоточено между плоскостями z = -L/2, z = L/2 и резко спадает до нуля вне этой области. При этом приближенно можно считать, что поле внутри линзы не зависит от z и уравнения (1.190) переходят в уравнения с постоянными коэффициентами, имеющими следующие решения:

$$x = A \operatorname{ch} xz + B \operatorname{sh} xz,$$

$$y = C \cos xz + D \sin xz.$$
(1.191)

Здесь постоянные A, B, C, D определяются начальными условиями. Например, если в плоскости z = -L/2 (во «входной» плоскости линзы) $x = x_0, y = y_0, x' = x'_0, y' = y'_0$, то

$$x = x_0 \operatorname{ch} \varkappa \left(z + \frac{L}{2} \right) + \frac{x_0}{\varkappa} \operatorname{sh} \varkappa \left(z + \frac{L}{2} \right),$$

$$y = y_0 \cos \varkappa \left(z + \frac{L}{2} \right) + \frac{y_0}{\varkappa} \sin \varkappa \left(z + \frac{L}{2} \right).$$
(1.192)

Для определения оптических параметров квадрупольной линзы рассмотрим траекторию электрона, входящего в линзу параллельно оси OZ. В этом случае $x'_0 = y'_0 = 0$ и

$$x = x_0 \operatorname{ch} x \left(z + \frac{L}{2} \right), \quad (1.193)$$
$$y = y_0 \cos x \left(z + \frac{L}{2} \right).$$

Фокусные расстояния [см. выражения (1.122) и (1.123)] равны:

$$f_x = -\frac{x_0}{x'\left(\frac{L}{2}\right)}, \quad f_y = -\frac{y_0}{y'\left(\frac{L}{2}\right)}. \quad (1.194)$$

Продифференцируем уравнения (1.193) и определим x' и y' при z = = L/2 (в «выходной» плоскости линзы):

$$x'(L/2) = x_0 \varkappa \operatorname{sh} \varkappa L, \quad y'(L/2) = -y_0 \varkappa \sin \varkappa L.$$
 (1.195)

Подстановка (1.195) в (1.194) приводит к выражениям:

$$f_x = -\frac{1}{x \sin xL}, \quad f_y = \frac{1}{x \sin xL}.$$
 (1.196)

Выражения для фокусных расстояний (1.196) показывают, что действительно в плоскости YOZ линза является собирающей ($f_y > 0$, фокус действительный), а в плоскости XOZ — рассеивающей ($f_x < 0$, фокус мнимый).

Таким образом, после прохождения квадрупольной линзы параллельный оси электронный пучок деформируется так, что в фокальной плоскости пространства изображений создается линейный фокус — отрезок прямой, проходящей через точку пересечения фокальной плоскости осью и параллельный оси *OX* (рис. 1.41).

Длина этого отрезка равна $2x(z_{fy}) = 2[x_0 + f_y x'(L/2)]$. Подставив x'(L/2) из (1.195) и f_y из (1.196), получим

$$l_{\Phi} = 2\left(x_0 + \frac{\operatorname{sh} \star L}{\sin \star L}\right). \tag{1.197}$$

Рис. 1.41. Ход лучей в квадрупольной линзе

В случае тонкой слабой квадрупольной линзы $*L \ll 1$. При этом sin $*L \approx sh*L \approx *L$ и выражения для фокусных расстояний упрощаются:

$$f_x \approx -\frac{1}{x^2 L}, \quad f_y \approx \frac{1}{x^2 L}, \quad (1.198)$$

т. е. для тонких слабых линз фокусные расстояния равны по величине, а главные плоскости совпадают со средней плоскостью линзы.

Квадрупольным линзам в общем случае присущи те же аберрации, что и осесимметричным линзам. Но в отличие от осесимметричных линз в некоторых типах квадрупольных линз удается скомпенсировать сферическую аберрацию. Возможно также создать ахроматическую комбинированную квадрупольную линзу с налагающимися в одной области электрическим и магнитным полями. Если полярность электротродов и магнитных полюсов комбинированной

линзы такова, что силы, действующие на электрон за счет электрического и магнитного полей, имеют противоположное направление, то оптическая сила такой линзы в некотором интервале энергии электронов оказывается не зависящей от величины энергии. Таким образом, комбинированная линза в некотором интервале ускоряющего напряжения свободна от хроматической аберрации.

Необходимо отметить, что фокусировка с помощью квадрупольных линз является более «жесткой», т. е. силы, фокусирующие электрон, при его отклонении от равновесной траектории возрастают быстрее, чем в осесимметричных линзах. Поэтому использование квадрупольных линз перспективно при фокусировке быстрых (движущихся со скоростями, соизмеримыми со скоростью света) электронов.

ГЛАВА 2

ИНТЕНСИВНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ

§ 2.1. Действие пространственного заряда в пучках

Как было указано, при рассмотрении основ геометрической электронной оптики не учитывалось действие электрического и магнитного полей, создаваемых самим движущимся электроном. Игнорирование этих полей оправданно лишь при определенных ограничениях, накладываемых на величину тока пучка и ускоряющее напряжение. Очевидно, чем больше плотность тока пучка, тем больше плотность пространственного заряда электронов, тем сильнее сказываются на характеристиках движения электронов собственные поля, создаваемые движущимися электронами. В то же время чем больше ускоряющие напряжения, тем больше энергия электронов и тем меньше сказываются на характеристиках движения собственные поля электронного пучка.

Таким об разом, действие пространственного заряда в пучках удобно характеризовать коэффициентом пространственного заряда, учитывающим величины тока пучка и ускоряющего напряжения. Коэффициент пространственного заряда *P*, называемый также п е р в е а нс о м, определяется как отношение тока пучка к напряжению в степени 3/2:

$$P = I/U^{3/2} \tag{2.1}$$

и измеряется в А/В^{3/2}.

Поскольку в реальных устройствах, формирующих интенсивные электронные пучки, удается получить значение P не больше 10^{-5} A/B^{3/2}, часто пользуются понятием микропервеанса: $p = P \times 10^{6}$ мкA/B^{3/2}.

Исследование электронных пучков показало, что влияние собственного электрического поля пучка начинает заметно сказываться на движении электронов при $P \ge 10^{-8} \text{ A/B}^{3/2}$ ($p \ge 10^{-2} \text{ мкA/B}^{3/2}$). Поэтому, если в любом сечении пучка $p < 10^{-2}$ мк $A/B^{3/2}$, что имеет место в большинстве электронно-лучевых приборов, действием пространственного заряда можно пренебречь и при расчетах использовать формулы, приведенные в гл. 1. Наоборот, для электронных пучков, используемых в приборах СВЧ-диапазона (клистроны, лампы бегущей и обратной волн и др.), величина р обычно существенно больше 10-2 мкА/В3/2 и действие пространственного заряда необходимо учитывать. Электронные пучки, имеющие коэффициент пространственного заряда p>0,01 мкА/В^{3/2}, относятся к интенсивным пучкам, и расчет электронно-оптических систем, формирующих такие пучки, следует вести по формулам, учитывающим собственное поле электронов пучка. Заметное действие собственного магнитного поля движущихся электронов, как будет показано далее, начинает проявляться лишь при релятивистских скоростях, и этим действием в большинстве практических случаев можно пренебречь.

Действие пространственного заряда в пучках можно охарактеризовать тремя факторами: 1) расширением электронного пучка в пространстве, свободном от поля; 2) падением потенциала в пучке; 3) ограничением тока пучка. Очевидно, третий фактор является следствием второго, так как значительное падение потенциалов приводит к уменьшению скорости электронов, и если в каком-либо сечении пучка потенциал спадает до нуля (до потенциала катода), то пучок обрывается.

Полное математическое описание электронных потоков, сформированных в пучки определенного вида, встречает значительные трудности. Это объясняется в первую очередь тем, что реальный электронный поток является сложным физическим объектом, состоящим из совокупности множества движущихся дискретных отрицательно заряженных частиц — электронов. Учесть взаимодействие отдельных электронов в пучке практически невозможно. Поэтому при решении задач, связанных с формированием интенсивных пучков, необходимо вводить ряд допущений. Первым допущением является замена суммы сил, действующих на выбранный электрон со стороны соседних электронов, силой действия на этот электрон некоторой электрически заряженной среды с непрерывно распределенной плотностью пространственного заряда.

Важным допущением является условие ламинарности потока, т. е. отсутствие в потоке пересекающихся траекторий электронов. При таком допущении электрон, движущийся на границе пучка, все время будет оставаться на этой границе. Таким образом, нахождение контура пучка, являющегося одной из основных задач оптики интенсивных пучков, сводится к вычислению траектории крайнего электрона. Конечно, реальный пучок электронов не имеет резкой границы — плотность тока на краю пучка спадает постепенно, однако предположение о наличии четкой границы и крайнего электрона пучка значительно упрощает решение основных задач оптики интенсивных пучков и широко практикуется.

Используемые во многих типах приборов интенсивные электронные пучки являются «длинными», т. е. их «длина» — протяженность вдоль одной из координатных осей (оси OZ) — значительно превышает радиус осесимметричного пучка или толщину «ленточного» (плоского) пучка. В случае «длинного» пучка можно значительно упростить задачу, вводя параксиальное предположение.

При решении конкретных задач вводят некоторые дополнительные предположения, например принимают плотность тока одинаковой во всех точках какого-либо поперечного сечения пучка. Поскольку при формировании интенсивных пучков обычно используются достаточно большие ускоряющие напряжения, оказывается возможным пренебречь начальными скоростями электронов, испускаемых катодом, т. е. считать, что при U = 0 (на катоде) скорость электронов v = 0.

Наибольшее распространение получили интенсивные пучки, имеющие в поперечном сечении форму круга, прямоугольника (причем одна из сторон прямоугольника значительно больше другой) и кольца. В соответствии с этим рассматривают осесимметричные (иногда неточно называемые цилиндрическими или круглыми), ленточные и трубчатые пучки. При этом предполагается, что длина пучка значительно больше его поперечных размеров. Отметим, что влияние пространственного заряда неодинаково в пучках различной конфигурации. Поэтому анализ действия пространственного заряда следует проводить отдельно для интенсивных пучков конкретного типа.

Рассмотрим интенсивный осесимметричный пучок. Допустим, что в пространство, имеющее постоянное значение потенциала U_0 , вводится цилиндрический пучок электронов с то-

ся цилиндрический пучок электронов с поком / и радиусом r_0 (рис. 2.1). Предположим, что плотность тока в пучке постоянна во всех точках поперечного сечения и все электроны пучка имеют одинаковую осевую составляющую скорости v_z , определяемую потенциалом U_0 (т. е. не будем учитывать падение потенциала в пучке).

Уравнение движения электрона в радиальном направлении имеет вид

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -eE_r, \qquad (2.2)$$



где E_r — радиальная составляющая напряженности поля, создаваемого пространственным зарядом.

Рис. 2.1. Расширение цилиндрического пучка

Заметим, что в пространстве движения электронов пучка $U = U_0 \neq f(z), E_z = -dU/dz = 0$, а $E_{\psi} = 0$ вследствие осевой симметрии пучка, т. е. характер движения электронов будет определяться только радиальной составляющей напряженности поля E_r .

Для определения E, выделим в пучке небольшой цилиндрик радиусом r и длиной l и используем теорему Остроградского — Гаусса для потока вектора напряженности электрического поля. Тогда

$$2\pi r l E_r + \pi r^2 \int_0^l \frac{\partial E_z}{\partial z} dz = \pi r^2 l \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \qquad (2.3)$$

где о — плотность пространственного заряда.

Поскольку $E_z = 0$, второй член в левой части уравнения (2.3) также равен нулю. Выразив плотность пространственного заряда через ток:

$$\rho = -\frac{J}{v_{z}} = -\frac{J}{\pi r_{0}^{2} \sqrt{\frac{2e}{m} U}},$$
 (2.4)

получим для радиальной составляющей напряженности электрического поля

$$\boldsymbol{E}_{r} = -\frac{lr}{2\pi\epsilon_{0}} \sqrt{\frac{2e}{m} U_{0} r_{0}^{2}}.$$
 (2.5)

Выражение (2.5) показывает, что радиальная составляющая напряженности электрического поля, создаваемого пространственным зарядом, внутри пучка пропорционально радиусу *r*, т. е. удалению от оси.

На границе пучка ($r = r_0$) радиальная составляющая напряженности поля

$$E_{r}|_{r=r_{0}} = -\frac{I}{2\pi\epsilon_{0}} \sqrt{\frac{2e}{m} U_{0} r_{0}}$$
 (2.6)



Рис. 2.2. Распределение радиальной составляющей напряженности электрического поля

Из выражения (2.6) непосредственно следует, что при неизменном токе осесимметричного пучка напряженность поля на его границе тем больше, чем тоньше пучок. Электронные траектории ламинарного осесимметричного пучка теоретически не могут пересечь ось, так как с приближением граничных электронов к оси напряженность поля, а следовательно, и силы расталкивания неограниченно возрастают.

Формула (2.6) может быть использована для расчета поля вблизи внешней границы пучка (при $r > r_0$). Как видно из этой формулы, напряженность поля вне пучка спадает пропорционально 1/r. Распределение радиальной составляющей напряженности электрического поля, создаваемого пространственным зарядом, графически представлено на

рис. 2.2. Как видно из рисунка, максимальное значение радиальной составляющей напряженности поля соответствует границе пучка.

Таким образом, на электрон, движущихся на границе пучка, действует радиальная сила $F_{r_9} = -eE_r$, направленная от оси пучка, т. е. стремящаяся увеличить радиус пучка.

Подставив в выражение для радиальной силы величину *E*, из формулы (2.6), получим значение силы кулоновского расталкивания, определенное через ток пучка, его радиус и ускоряющее напряжение:

$$F_{r_{9}} = \frac{el}{2\pi\epsilon_{0}} \frac{el}{\sqrt{\frac{2e}{m}U_{0}r_{0}}} = \frac{el}{2\pi\epsilon_{0}v_{2}r_{0}}.$$
 (2.7)

Кроме этой силы, стремящейся расширить пучок, на электрон действует сила Лоренца за счет магнитного поля, создаваемого движущимися электронами, которые можно рассматривать как линейные параллельные токи. Согласно закону Био — Савара, магнитная индукция на поверхности пучка

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}, \qquad (2.8)$$

а радиальная сила, действующая на электроны за счет магнитного поля,

$$F_{rM} = -\frac{e_{\mu_0}/v_z}{2\pi r_0} \,. \tag{2.9}$$

Выражение (2.9) показывает, что радиальная сила, создаваемая собственным магнитным полем пучка, направлена в сторону оси, т. е. стремится сжать пучок.

Результирующую радиальную силу, действующую на граничный электрон, получают суммированием выражений (2.7) и (2.9):

$$F_{r\Sigma} = F_{r9} + F_{rM} = \frac{eI}{2\pi r_0} \left(\frac{1}{\varepsilon_0 v_z} - \mu_0 v_z \right).$$
(2.10)

Принимая во внимание, что ε_0 и μ_0 связаны соотношением $\varepsilon_0\mu_0 = 1/c^2$, уравнение (2.10) можно преобразовать к виду

$$F_{r\Sigma} = \frac{el}{2\pi\epsilon_0 v_z r_0} \left(1 - \frac{v_z^2}{c^2} \right).$$
 (2.11)

Отсюда следует, что

v

1

$$F_{rM} = -\frac{e\mu_0/v_z}{2\pi r_0} = -F_{r_0} \frac{v_z^2}{c^2}, \qquad (2.12)$$

т. е. при $v_z \ll c |F_{rM}| \ll |F_{r3}|$, и действие собственного магнитного поля следует учитывать только в случае релятивистских скоростей электронов, т. е. при ускоряющих напряжениях больше 50—60 кВ.

Для определения контура осесимметричного пучка электронов, введенного в эквипотенциальное пространство, составим уравнение движения крайнего (движущегося на границе пучка) электрона. Для этого подставим в уравнение (2.2) значение *E*, из (2.6):

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0} \frac{\sqrt{\frac{2e}{m} U r}}{\sqrt{\frac{2e}{m} U r}}.$$
 (2.13)

Ограничиваясь параксиальным приближением, считая $v = v_z = dz/dt = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}$, преобразуем уравнение (2.13), перейдя от дифференцирования по *t* к дифференцированию по *z* (см. § 1.4):

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_n} \frac{l}{\sqrt{\frac{2e}{m}}} \frac{l}{U_0^{3/2}} \frac{1}{r}.$$
 (2.14)

Первый множитель в правой части уравнения (2.14) является постоянным коэффициентом (1.52·10⁴), второй множитель — первеансом *P*. Таким образом, уравнение (2.14) можно записать в виде

$$r'' - 1,52 \cdot 10^4 P r^{-1} = 0, \qquad (2.15)$$

где штрихи означают дифференцирование по z.

Анализ уравнения (2.15) оказывается более наглядным при введении безразмерных переменных:

$$R = r/r_0, \quad Z = z/l.$$
 (2.16)

Здесь r_0 — начальный радиус пучка; l — некоторая масштабная величина, «длина» пучка, в единицах которой отсчитывают расстояния вдоль оси OZ.

При такой замене переменных

$$r'' = \frac{r_0}{l^2} R''$$

и уравнение (2.15) записывается в виде

$$R'' - \frac{x}{R} = 0, \qquad (2.17)$$

где ж = $1,52 \cdot 10^4 P (l/r_0)^2$.

В общем случае пучок может вводиться в эквипотенциальное пространство, имея начальную сходящуюся, цилиндрическую или расходящуюся форму. Поэтому уравнение (2.17) будем решать при следующих начальных условиях: Z = 0, R = 1, $R' = R'_0$, т. е. совместим начало отсчета с границей ввода пучка в эквипотенциальное пространство (очевидно, если пучок до входа в эквипотенциальное пространство имел цилиндрическую форму, то $R'_0 = 0$). Умножим почленно уравнение (2.17) на 2R' и используем $\frac{d}{dZ} (R')^2 = 2R'R''$.

Тогда уравнение примет вид

$$\frac{d}{dZ} (R')^2 = \frac{2\pi R'}{R} .$$
 (2.18)

Проинтегрируем уравнение с учетом принятых начальных условий:

$$R' = \sqrt{2\varkappa \ln R + (R_0)^2}$$
(2.19)

[при интегрировании учтено соотношение $(\ln R)' = R'/R$]. Преобразуем уравнение (2.19):

$$dZ = \frac{dR}{\sqrt{2\pi \ln R + (R_0)^2}}$$
(2.20)

и проинтегрируем его:

$$Z = \int_{V}^{R} \frac{dR}{\sqrt{2\pi \ln R + (R_0)^2}} \cdot$$
(2.21)

Интеграл в правой части уравнения (2.21) можно привести к табличному, используя подстановку

$$2x \ln R + (R_0)^2 = 2xu^2. \qquad (2.22)$$

В результате решение уравнения (2.18) приобретает окончательный вид:

$$Z = \frac{e^{-\alpha}}{\sqrt{\frac{x}{2}}} \int_{\sqrt{\alpha}}^{\pm \sqrt{\ln R + \alpha}} e^{u^{t}} du, \qquad (2.23)$$

где $\alpha = (R_0)^2/2\kappa = 326(r'_0)^2/p$ (*p* — микропервеанс).

Интеграл в уравнении (2.23) табулирован; взяв из таблиц его значения, можно построить графики зависимости R = f(Z) при разных значениях R'_0 (рис. 2.3).

Кривые рис. 2.3 определяют контуры осесимметричных пучков для различных наклонов к оси крайних траекторий при вводе пучка в эквипотенциальное пространство. Как видно из графиков, пучки, имеющие до входа в пространство, свободное от поля, траектории крайнего электрона, параллельные оси (цилиндрический пучок) или образующие с осью положительные углы наклона (расходящийся пучок),

в эквипотенциальном пространстве неограниченно расширяются за счет расталкивающего действия пространственного заряда. Пучки, имеющие до входа в эквипотенциальное пространство отрицательный угол наклона крайних траекторий (схо-

утол накиона кранних трасктории (скодящийся пучок), в пространстве, свободном от поля, достигают минимального радиуса, затем также начинают расширяться. Плоскость, в которой пучок имеет наименьшее сечение, называют п л о с к о с т ь ю к р о с с ов е р а, хотя само понятие «кроссовер» в приложении к интенсивным пучкам, не имеющим траекторий, пересекающих ось, является условным. Поскольку кривые, определяющие контур пучка, симметричны относительно плоскости кроссовера, первоначально сходящийся пучок достигает исходного радиуса на



Рис. 2.3. Огибающие осесимметричных пучков

расстоянии $2z_{\rm kp}$, где $z_{\rm kp}$ — расстояние от исходной плоскости (z = 0) до плоскости, в которой радиус пучка минимален.

В плоскости кроссовера $r_{\kappa p} = 0$ ($R'_{\kappa p} = 0$). Приравнивая нулю правую часть уравнения (2.19), определяем минимальный радиус пучка (радиус кроссовера):

$$r_{\rm Kp} = r_{\rm min} = r_0 e^{-\binom{N}{2}/2\pi} = r_0 e^{-326 \, ({\rm tg}_{\rm T_0})^2}, \qquad (2.24)$$

где ү₀ — начальный угол наклона к оси крайней траектории пучка.

٩.

Очевидно, чем больше абсолютное значение начального (отрицательного) угла наклона к оси крайней траектории сходящегося пучка, тем меньше радиус пучка в плоскости кроссовера.

Из графиков также видно, что плоскость кроссовера с ростом (по абсолютной величине) начального угла наклона сначала удаляется от исходной плоскости ($z_{\kappa p}$ увеличивается), затем начинает приближаться к ней ($z_{\kappa p}$ уменьшается). Вследствие симметрии пучка относительно плоскости кроссовера плоскость, в которой пучок принимает первоначальный радиус, также с увеличением | γ_0 | сначала удаляется от исходной плоскости, затем приближается к ней. Таким образом, существует некоторый оптимальный начальный угол наклона крайней траектории сходящегося пучка, при котором плоскость кроссовера, а следовательно, и плоскость, где радиус пучка равен исходному, будет наиболее удалена от исходной плоскости. Оптимальный угол наклона

$$tg \gamma_{ont} = -0,162 \sqrt{p}.$$
(2.25)

При оптимальном угле наклона расстояние, на котором первоначально сходящийся пучок в пространстве, свободном от поля, вновь принимает начальный радиус, равно

$$2z_{\rm Kp} = \frac{2r_0}{|\lg\gamma_{\rm ODT}|} \,. \tag{2.26}$$

Используя формулы (2.25) и (2.26), можно определить максимальное значение микропервеанса пучка, который может быть пропущен сквозь цилиндрический канал радиусом r₀ и длиной 2z_{кр} при оптимальном начальном угле наклона:

$$p_{\rm max} = 38,4 \left(\frac{r_0}{z_{\rm Kp}}\right)^2 = 38,4 \left(\frac{d}{L}\right)^2,$$
 (2.27)

где *d* — диаметр; *L* — длина канала.

Формула (2.27) показывает, что пропускание «длинных» интенсивных пучков через узкие трубки при отсутствии фокусирующих (компенсирующих действие пространственного заряда) полей имеет затруднения. Например, если длина трубки в 20 раз больше ее диаметра (d/L = 0.05), то через такую трубку можно пропустить пучок с микропервеансом $p \ll 9.6 \cdot 10^{-2}$ мкA/B^{3/2}.

Рассмотрим теперь пучок прямоугольного сечения (ленточный пучок), распространяющийся в эквипотенциальном пространстве (рис. 2.4). Предположим, что ширина пучка (2x) значительно больше его толщины (2y), а длина (вдоль оси OZ) существенно больше ширины. Плотность тока считаем одинаковой во всех точках поперечного сечения пучка и ограничиваемся параксиальным прибли-

жением, т. е. полагаем, что полная скорость
$$v = v_z = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}$$
,

где U₀ — потенциал пространства, в которое вводится пучок.

Внутри пучка распределение потенциала описывается уравнением Пуассона; однако в силу принятых допущений $E_x \ll E_y$, $E_z \ll E_y$

и изменение потенциала за счет пространственного заряда можно рассматривать только в направлении оси OY, т. е. приближенно считать $E_x = E_z = 0$. Тогда уравнение Пуассона принимает вид

$$\frac{d^2 U}{dy^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \qquad (2.28)$$

т. е. задача сводится к одномерной и для вычисления траекторий крайних электронов, определяющих контур пучка, достаточно определить величину E_{u} .





Рис. 2.4. Расширение ленточного пучка



Выделим в пучке параллелепипед с ребрами Δx , Δy , Δz , параллельными осям координат, и применим теорему Остроградского — Гаусса:

$$\int_{S} EdS = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \Delta x \Delta y \Delta z. \qquad (2.29)$$

При принятых допущениях левая часть уравнения становится равной $2E_y\Delta x\Delta y$ (так как поток вектора напряженности поля проходит через два основания параллелепипеда — верхнее и нижнее). Следовательно,

$$E_y = -\frac{\rho}{2\epsilon_0} \Delta y. \tag{2.30}$$

Из выражения (2.30) следует, что напряженность поля, создаваемого пространственным зарядом, равна нулю в средней плоскости пучка и линейно возрастает с ростом *у*, достигая максимума на границе пучка (рис. 2.5).

Поскольку продольная составляющая скорости электронов неизменна, плотность пространственного заряда можно выразить через плотность тока J и величину v_z :

$$\rho = J/v_z. \tag{2.31}$$

Для дальнейших расчетов удобно ввести «линейную» плотность тока J_n , определяемую как ток, приходящийся на единицу ширины пучка в направлении оси *OX*. Тогда

$$J = \frac{J_{\pi}}{2y}, \qquad (2.32)$$

где 2*у* — толщина пучка.

Подставим (2.32) в (2.31) и полученное выражение для ρ — в (2.30), одновременно заменим v_z на $\sqrt{(2e/m)U_0}$. В результате на границе пучка $\Delta y = 2y$ напряженность поля, создаваемого пространственным зарядом, будет равна

$$E_y = -\frac{J_{\pi}}{2\varepsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m} U_0} . \qquad (2.33)$$

Составим уравнение движения крайнего электрона:

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_y = \frac{J_{\pi}}{2\epsilon_0 \sqrt{\frac{2m}{e} U_0}}$$
(2.34)

и перейдем от дифференцирования по t к дифференцированию по z:

$$\frac{d^2y}{dz^2} = \frac{1}{4\epsilon_0} \frac{J_{\pi}}{\sqrt{\frac{2e}{m}}} \frac{J_{\pi}}{U_0^{3/2}}.$$
 (2.35)

Обозначим первый множитель в правой части уравнения (2.35) $a (a = 4,68 \cdot 10^4 \text{ B}^{3/2}/\text{A})$, второй множитель, имеющий смысл «линейного первеанса», $p' \left(p' \frac{\text{A}}{\text{B}^{3/2} \text{ M}} \right)$.

В результате уравнение (2.35) принимает вид

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{dy}{dz}\right) = ap'. \tag{2.36}$$

Проинтегрируем это уравнение при следующих начальных условиях: при z = 0 $y = y_0$ (начальная полутолщина пучка) и $y' = y'_0 = tg \gamma_0$ (начальный наклон крайней траектории пучка):

$$y' = y'_0 + ap'z.$$
 (2.37)

Интегрирование уравнения (2.37) при тех же начальных условиях приводит к выражению

$$y = y_0 + y'_0 z + \frac{1}{2} a \rho' z^2, \qquad (2.38)$$

показывающему, что контур ленточного пучка в плоскости YOZ является параболой. Если до входа в эквипотенциальное пространство крайние траектории были параллельны оси OZ ($tg\gamma_0 = 0$), то пучок будет неограниченно расходиться. Первоначально сходящийся пучок ($tg\gamma_0 < 0$) в пространстве, свободном от поля, спачала будет сходиться, затем — расширяться, т. е. аналогично осесимметричному пучку сходящийся ленточный пучок на некотором расстоянии от исходной плоскости будет иметь минимальное сечение — кроссовер.

Положение кроссовера определяется уравнением (2,37) при $y'_0 = 0$:

$$z_{\rm Kp} = -\frac{y_0}{ap'} = -\frac{\mathrm{tg}\,\gamma_0}{ap'}\,.$$
 (2.39)

Из выражений (2.39) и (2.38) следует, что с увеличением (по абсолютной величине) начального угла наклона крайней траектории кроссовер удаляется от исходной плоскости, а сечение пучка уменьшается. При некотором угле наклона $\gamma_{00\Pi T}$ толщина пучка в кроссовере становится равной нулю, т. е. в отличие от осесимметричного пучка ленточный пучок неограниченной ширины теоретически возможно свести в линию, получить линейный фокус. Очевидно, при $\gamma_0 = \gamma_{0 \subset \Pi T}$ вершина гараболы, определяющей контур пучка, в плоскости кроссовера к/ сается оси *OZ*. При дальнейшем увеличении угла наклона линейны и фокус приближается к исходной плоскости, крайние траектории в фокусе пересекают среднюю плоскость пучка.

Величина оптимального входного угла определяется из выражения (2.38) при подстановке y = 0 и $z = z_{\kappa p}$ [см. формулу (2.39)]:

$$tg \gamma_{0 \text{ onr}} = -\sqrt{2ap'y_0}. \qquad (2.40)$$

Расстояние от начальной плоскости (z = 0) до линейного фокуса (фокусное расстояние)

$$f = z_{\rm Kp} /_{\gamma_0 \text{ ont}} = -\frac{y_0 \text{ ont}}{ap'}.$$
 (2.41)

Очевидно, если бы не было действия пространственного заряда, то крайняя траектория пучка пересекала бы ось на расстоянии $f_0 = -y_0/y'_{000T}$. Сравнивая f_0 с f, нетрудно убедиться, что $f/f_0 = 2$, т. е. действие пространственного заряда увеличивает фокусное расстояние вдвое.

В общем случае положение линейного фокуса определяется уравнением (2.33) при y = 0. Решение этого квадратного относительно z уравнения имеет вид

$$z_{f} = f = \frac{y_{0}}{ap'f_{0}} - \frac{1}{ap'} \sqrt{\left(\frac{y_{0}}{f_{0}}\right)^{2} - 2ap'y_{0}}, \qquad (2.42)$$

где $f_0 = -y_0/y_0$.

Последнее уравнение позволяет найти условия получения линейного фокуса. Очевидно, линейный фокус получится, если подкоренное выражение в (2.42) не отрицательно, т. е. если

$$y_0/f_0^2 > 2ap'.$$
 (2.43)

При равенстве нулю выражения, стоящего под корнем, фокусное расстояние максимально: $f = 2f_0$.

Из условия симметрии контура пучка относительно плоскости кроссовера следует, что пучок достигает первоначальной толщины $2y_0$ на расстоянии $2z_{\rm kp}$. При оптимальном начальном угле наклона $2z_{\rm kp} = 2f = 4f_0$. Это условие соответствует максимально возмож-



Рис. 2.6. Огибающие ленточных пучков



Рис. 2.7. Распределение потенциала в неограниченном потоке

ному «линейному первеансу» р'. Из условия (2.43) (при знаке равенства) получаем

$$p'_{\max} = \frac{J_{\pi \max}}{U_0^{3/2}} = \frac{8}{a} \frac{y_0}{L^2} = 1,68 \cdot 10^{-4} \frac{y_0}{L^2},$$
 (2.44)

где $L = 4f_0$ — длина пучка.

На рис. 2.6 приведены графики расходимости ленточного пучка при различных отношениях $J_{\pi}/J_{\pi max}$ и фиксированном входном угле крайней траектории. Как видно из рисунка, при $J_{\pi} < J_{\pi max}$ траектории пересекают ось, имеется линейный фокус, причем в фокальной плоскости кривые имеют точку перегиба. При $J_{\pi} = J_{\pi max}$ параболическая кривая касается вершиной оси OZ; при дальнейшем увеличении плотности тока сечение пучка в плоскости кроссовера отлично от нуля — линейный фокус невозможен.

Анализ пучков других типов показывает, что независимо от конфигурации интенсивные электронные пучки в пространстве, свободном от поля, расширяются за счет расталкивающего действия пространственного заряда. Например, расчет крайней траектории трубчатого осесимметричного пучка, внутри которого помещен цилиндрический электрод с потенциалом U_0 , показывает, что такой пучок (его внешняя граница) расширяется примерно на 7% меньше, чем сплошной осесимметричный пучок при одинаковой плотности тока.

Рассмотрим второй фактор — падение потенциала в пучке вследствие пространственного заряда. Предположим, что электронный пучок заполняет все пространство между двумя плоскими параллельными электродами с одинаковыми потенциалами U_a , расположенными на расстоянии l (рис. 2.7). Допустим также, что электроны имеют только одну составляющую скорости v_z , причем величины скоростей элек-

тронов и плотность тока одинаковы во всех точках любой плоскости, перпендикулярной оси OZ. При сделанных допущениях задача становится одномерной и достаточно рассмотреть только изменение потенциала вдоль оси OZ.

Распределение потенциала при наличии пространственного заряда описывается уравнением Пуассона (одномерная задача):

$$\frac{d^2 U}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{J}{\epsilon_0 v_z}, \qquad (2.45)$$

где *J* — плотность тока.

Выражая v_z через U(z), получим уравнение для потенциала:

$$\frac{d^2U}{dz^2} = \frac{J}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} U^{-1/2}$$
(2.46)

с граничными условиями $U \mid_{z=0} = U \mid_{z=l} = U_a$.

Задача симметрична относительно плоскости z = l/2, следовательно, при z = l/2 потенциал U имеет минимум:

$$\left. \frac{dU}{dz} \right|_{z=l/2} = 0. \tag{2.47}$$

Умножим обе части уравнения (2.46) на 2dU/dz и проинтегрируем в пределах от z до l/2, учитывая (2.47). Тогда

$$\frac{dU}{dz} = 2 \sqrt{\frac{J}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}}} \left(U^{1/2} - U^{1/2}_{\min} \right), \qquad (2.48)$$

где U_{\min} — значение потенциала в минимуме: $U_{\min} = U |_{z=1/2}$. Второе интегрирование в тех же пределах приводит к выражению

$$(U^{1/2} - U^{1/2}_{\min})^{1/2} (U^{1/2} + 2U^{1/2}_{\min}) = \pm \frac{3}{2} \sqrt{\frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m}}} \left(z - \frac{l}{2}\right).$$
(2.49)

Возведем последнее уравнение в квадрат и разделим обе части его на $U^{3/2}$:

$$\left[1 - \left(\frac{U_{\min}}{U}\right)^{1/2}\right] \left[1 + 2\left(\frac{U_{\min}}{U}\right)^{1/2}\right]^{2} = \frac{9}{4} \frac{1}{\epsilon_{e}} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{J}{U^{3/2}} \left(z - \frac{l}{2}\right)^{2}.$$
(2.50)

Положим z = 0 (при этом $U = U_a$) и обозначим $Jl^2/U_a^{3/2} = p'$ (p' имеет смысл коэффициента пространственного заряда — первеанса). Тогда

$$\left[1 - \left(\frac{U_{\min}}{U_{a}}\right)^{1/2}\right] \left[1 + 2\left(\frac{U_{\min}}{U_{a}}\right)^{1/2}\right]^{2} = \frac{9}{16} \frac{1}{\epsilon_{0} \sqrt{\frac{2e}{m}}} p'. \quad (2.51)$$

Полученное уравнение позволяет проанализировать зависимость потенциала в минимуме (при z = l/2) от плотности тока. График зависимости U_{\min}/U_{a} от p' представлен на рис. 2.8. Особенностью



Рис. 2.8. Зависимость потенциала от плотности тока

графика является раздвоение кривой в точке A при $p' = 9,32 \times 10^{-6} \text{ A/B}^{3/2}$ и $U_a/U_{\min} = 0,75$. Формально эта особенность вытекает из наличия двух решений уравнения (2.49) в зависимости от выбора знака перед корнем.

Физически это означает, что при значениях p' в интервале от 9,32 · 10⁻⁶ до 18,64 · 10⁻⁶ A/B^{3/2} возможны два значения потенциала в минимуме. Теоретически при

«идеальных» начальных условиях (ламинарность и моноэнергетичность потока, неограниченность в направлениях осей OX, OY) возможно существование устойчивого потока при двух различных значениях потенциала в минимуме.

Однако практически ввиду невозможности реализации «идеальных» условий, в частности вследствие разброса начальных скоростей электронов (немоноэнергетичности реального потока), не удается получить устойчивые потоки с потенциалом в минимуме, соответствующим нижней ветви кривой рис. 2.8 (между точками В и D). Опытная проверка уравнения (2.49) показала, что с приближением р' к величине 18,64 мкА/В^{3/2} в потоке возникают неустойчивости, потенциал в минимуме падает до нуля (пунктирная кривая на рис. 2.8, точка C), в плоскости минимума потенциала образуется виртуальный катод. При эгом часть электронов потока продолжает движение к плоскости z = l, часть возвращается к ускоряющему электроду (плоскости z = 0). В этом случае пространство между ускоряющим электродом и коллектором можно рассматривать как два плоских диода с катодом, расположенным в плоскости минимума потенциала (z = l/2). Ток в каждом диоде подчиняется закону степени трех вторых. При уменьшении плотности тока виртуальный катод сохраняется и при значениях p' < 18,64 мкА/В^{3/2}; при p' = 9,32 мкА/В^{3/2} потенциал в минимуме повышается до 0,75 U, виртуальный катод исчезает, восстанавливается устойчивое токопрохождение. С дальнейшим уменьшением плотности тока потенциал в минимуме монотонно возрастает до значения $U_{\mathbf{a}}$ при p' = 0.

Таким образом, при неограниченном потоке теоретически возмож-

ное максимальное значение p' (первеанса) равно 18,64·10⁻⁶ А/В^{3/2}. Практически устойчивые неограниченные потоки получаются при заметно меньших первеансах.

В реальных электронных приборах с интенсивными пучками электронный поток, как правило, вводится внутрь пролетного канала (проводящей трубки), имеющего постоянный потенциал, равный потенциалу, ускоряющему электроны до ввода в пролетный канал. При этом потенциал на границе пучка остается неизменным, но в самом пучке за счет действия пространственного заряда потенциал снижается, причем на оси осесимметричного пучка образуется минимум



Ì,

Рис. 2.9. Зависимость потенциала на оси пучка от первеанса



Рис. 2.10. Зависимость потенциала в средней плоскости пучка от первеанса

потенциала. Распределение потенциала в осесимметричном интенсивном пучке, заполняющем проводящую трубку, может быть рассчитано. Анализ уравнения, описывающего распределение потенциала, показывает, что чем больше первеанс, тем «глубже» минимум потенциала на оси. График зависимости потенциала U_0 на оси пучка, заполняющего трубку с потенциалом U_a , от величины первеанса приведен на рис. 2.9.

Как видно из рисунка, с увеличением p потенциала на оси уменьшается и при p = 32.4 мк $A/B^{3/2}$ потенциал U_0 достигает значения 0,174 U_a . Дальнейшее увеличение первеанса невозможно: пучок становится неустойчивым, потенциал на оси спадает до нуля, образуется виртуальный катод. Однако максимально возможный первеанс оказывается почти вдвое больше, чем в случае неограниченного потока (см. рис. 2.8), поэтому использование проводящей трубки целесообразно.

Если осесимметричный пучок не полностью заполняет проводящую трубку, то потенциал на границе пучка становится ниже потенциала трубки, т. е. часть падения потенциала приходится на зазор между пучком и внутренней стенкой трубки. В реальных приборах радиус проводящей трубки, как правило, не превышает средний радиус пучка более чем в 1,5—2 раза. В этом случае, как показывает расчет, падение потенциала в зазоре составляет всего несколько процентов от U_a при микропервеансах ≤ 10 мк $A/B^{3/2}$, т. е. потенциал внешней границы пучка приближенно можно считать равным потенциалу проводящей трубки.

Аналогично можно проанализировать распределение потенциала в интенсивных пучках других конфигураций. Например, для пучка прямоугольного сечения (шириной $2x_0$ и толщиной $2y_0$), заполняющего проводящую трубку в виде параллелепипеда, распределение потенциала подобно распределению в неограниченном потоке (рис. 2.10). Для тонких (ленточных) пучков при $x_0 \gg y_0$ возможны значения микропервеанса больше 18,64 мкА/В^{3/2}.

Аналитическое и экспериментальное исследования интенсивных электронных пучков различных конфигураций показывают, что в любом случае пучок в пространстве, свободном от внешних полей, неограниченно расширяется. Ограничение расплывания внешними полями снижает потенциал в самом пучке и при достаточно больших первеансах пучок становится неустойчивым, образуется виртуальный катод, токопрохождение нарушается. Для любого интенсивного пучка существует предельное значение коэффициента пространственного заряда, превышение которого приводит к обрыву пучка.

§ 2.2. Формирование интенсивных пучков

Формирование интенсивных пучков определенной конфигурации и проведение сформированного пучка через канал ограниченного сечения возможны лишь при условии компенсации сил пространственного заряда внешними электрическими или магнитными полями.

Аналитическое или экспериментальное нахождение электрических и магнитных полей, необходимых для компенсации сил пространственного заряда и, следовательно, для удержания электронного потока в границах пучка заданной конфигурации, является одной из основных задач электронной оптики интенсивных пучков.

Отметим, что понятие «электронная оптика» в приложении к интенсивным пучкам несколько условно, так как фокусировка, т. е. сведение траекторий электронов в точку, получение электронно-оптических изображений при использовании пучков с не очень малым первеансом теряют смысл. Несмотря на эту условность, термин «фокусировка» интенсивных пучков распространен, однако следует помнить, что под фокусировкой высокопервеансных пучков понимается формирование и удержание интенсивного пучка в заданных границах.

Таким образом, создание и удержание в определенных границах интенсивного электронного потока можно назвать как формированием (что более точно), так и фокусировкой (что несколько условно) интенсивного электронного пучка.

Необходимым условием существования интенсивного пучка, как было указано ранее, является компенсация расталкивающей силы пространственного заряда на границе пучка силой внешнего поля, т. е. на границе пучка нормальная к границе фокусирующая сила должна быть равна по величине и противоположна по направлению дефокусирующей силе пространственного заряда. Однако для того чтобы пучок был устойчивым (стабильно существовал длительное время), равенства нулю суммы фокусирующих и дефокусирующих сил недостаточно. Пучок будет устойчивым лишь тогда, когда при смещении электронов с граничной траекторией в любую сторону будет возникать сила, возвращающая электрон на границу пучка. Очевидно, пучок будет тем устойчивее, чем больше абсолютная величина возвращающей силы и чем быстрее нарастает эта сила при смещении электрона с граничной траектории, т. е. чем больше производная силы к границе пучка. Величина этой производной (dF_n/dr по нормали для осесимметричного пучка) является одним из параметров фокусирующей системы, характеризующих жесткость фокусировки. Можно сказать, что в устойчивом пучке любой электрон на границе пучка находится в «потенциальной яме»; чем «глубже» эта «яма» и круче ее «склоны», тем жестче фокусировка, тем устойчивее пучок.

Решение задач формирования интенсивных пучков может быть выполнено двумя методами — методом а нализа и методом с и нтеза.

При использовании метода анализа ориентировочно выбирают геометрические соотношения электродной системы, потенциалы электродов и конфигурацию магнитного поля. Затем (обычно на ЭВМ) рассчитывают траектории электронов с учетом действия собственного пространственного заряда. Если получающаяся форма пучка не удовлетворяет поставленным условиям, то изменяют геометрию электродной системы, а также потенциалы электродов (если это допустимо по заданию) и конфигурацию магнитного поля, снова проводят траекторный анализ и, если требуется, вносят изменения в систему электродов и конфигурацию магнитного поля. Повторяя указанный прием несколько раз, можно найти необходимую геометрию электродной системы и конфигурацию магнитного поля, обеспечивающие получение пучка с заданными параметрами.

Метод анализа, хотя и позволяет достаточно точно решить задачу формирования интенсивного пучка, является очень трудоемким, даже при использовании быстродействующих ЭВМ. Поэтому в настоящее время более распространен метод синтеза. При этом заданными являются параметры пучка — форма, ток, скорость электронов (ускоряющее напряжение), искомыми — электрическое и магнитное поля, обеспечивающие существование заданного пучка. Таким образом, в методе синтеза нахождение геометрии электродов, их потенциалов и конфигурации магнитного поля осуществляется прямым способом, минуя процесс подбора.

Метод синтеза включает в себя решение двух задач — внутренней и внешней. Решение системы уравнений, описывающих движение электронов в пучке, нахождение соотношений, характеризующих геометрические и электрические параметры потока, относятся к внутренней задаче. Нахождение полей — электрических, создаваемых системой электродов с определенными потенциалами, или магнитных, создаваемых катушками, обтекаемыми токами или постоянными магнитами, является внешней задачей. Различие в решении внутренней и внешней задач вытекает из различного вида уравнений, описывающих распределение потенциала внутри и вне пучка: поле внутри пучка описывается уравнением Пуассона, а вне пучка, где пространственный заряд отсутствует, — уравнением Лапласа. Возможны два варианта синтеза систем формирования. В первом варианте используют известное решение внутренней задачи (например, для потока с прямолинейными траекториями) и находят решение внешней задачи. Во втором варианте отыскивают решение внутренней задачи, наиболее полно отвечающее требованиям геометрических и электрических параметров пучка, и лишь затем решают внешнюю задачу. Следует иметь в виду, что при использовании второго варианта синтеза число произвольно задаваемых условий (параметров пучка) ограничено характером решаемой математической задачи. Например, нельзя одновременно задать величины тока (или плотности тока) пучка, ускоряющего напряжения и конфигурацию (сечение) пучка.

Рассмотрим решение внутренней задачи для электронных потоков, имеющих прямолинейные траектории, совпадающие с электрическими силовыми линиями, — ламинарных потоков между плоскими параллельными электродами, между электродами в виде двух соосных цилиндров и двух концентрических сфер. Этим решением является известное уравнение закона степени трех вторых, широко используемое в теории токопрохождения в электронных лампах. Например, для плоской системы*

$$J = a \; \frac{[U(z)]^{3/2}}{z^2} , \qquad (2.52)$$

где $a = 2,33 \cdot 10^{-6} \text{ A/B}^{3/2}$ — первеанс; U(z) — потенциал в плоскости, параллельной электродам, расположенной на расстоянии z от начального электрода (катода).

При выводе уравнения (2.52) потенциал катода принимается равным нулю и предполагается, что скорости электронов в плоскости катода (при z = 0) также равны нулю. Очевидно, в плоской системе координат только составляющая напряженности поля E_x не равна нулю, а составляющие E_y и E_z тождественно равны нулю. При этом все электроны потока имеют только одну составляющую скорости v_z , отличную от нуля, т. е. все траектории электронов прямолинейны и перпендикулярны поверхности электродов — параллельны оси OZ.

В цилиндрической и сферической системах координат траектории электронов также прямолинейны и направлены по радиусам цилиндра и сферы соответственно.

Таким образом, в указанных системах известно распределение потенциала вдоль любой прямолинейной траектории. Из условия существования прямолинейных траекторий непосредственно следует равенство нулю нормальной к траектории составляющей напряженности электрического поля — отсутствие силы, способной искривить траекторию.

[•] Уравнение (2.52) получается из (2.50) при подстановке z = l, $U_{\min} = 0$.

Исходя из известного решения внутренней задачи, можно сформулировать общий подход к решению задачи о формировании интенсивного потока ограниченного сечения с помощью электрического поля. Допустим, что из неограниченного потока между двумя плоскими параллельными электродами вырезан параллелепипед с ребрами, параллельными оси OZ, или цилиндр с образующими, параллельными оси OZ, т. е. совпадающими с прямолинейными траекториями электронов. В первом случае получается ограниченный пучок прямоугольного сечения (ленточный пучок), во втором — осесимметричный (цилиндрический) пучок. Аналогично из потока между соосными цилиндрами можно получить клиновидный (сходящийся ленточный) пучок, а из потока между концентрическими сферами — конический (сходящийся осесимметричный) пучок.

Однако просто отбросить оставшуюся вне ограниченного пучка часть электронного потока нельзя, так как при этом изменятся условия на границе пучка, в частности нормальная к границе пучка составляющая напряженности поля не будет равна нулю. В общем случае ограниченный пучок можно получить лишь при условии, что поле, существовавшее на границе пучка за счет отброшенной части электронного потока, окружающего вырезанный пучок, будет создано системой электродов, имеющих определенную форму и определенные потенциалы и расположенных вне пучка. Этот принцип, сформулированный американским ученым Дж. Пирсом, лежит в основе формирования интенсивных электронных пучков электрическим полем.

Таким образом, для поддержания интенсивного пучка в заданных границах с помощью электрического поля необходимо, чтобы поле на границе пучка, создаваемое внешними электродами, удовлетворяло следующим условиям: распределение потенциала вдоль границы пучка должно описываться непрерывной функцией, определяемой законом степени трех вторых; нормальная к поверхности пучка составляющая напряженности поля должна равняться нулю во всех точках поверхности пучка.

На основании сформулированного общего принципа рассмотрим формирование интенсивного пучка прямоугольного сечения электрическим полем. Из уравнения (2.52) непосредственно получается функция распределения потенциала вдоль границы пучка U(z):

$$U(z) = \frac{1}{a^{2/3}} J^{2/3} z^{4/3} = A z^{4/3}, \qquad (2.53)$$

где $A = \frac{1}{a^{2/3}} J^{2/3} = 5,69 \cdot 10^3 J^{2/3}$.

Совместим начало координат с границей пучка в исходной плоскости (z = 0) и направим ось *ОУ* перпендикулярно широкой стороне пучка. Для нахождения распределения потенциала вне пучка нужно в общем случае решить двумерное уравнение Лапласа с граничными условиями $U(z) \mid_{y=0} = Az^{4/3}$ и $\partial U/\partial y \mid_{y=0} = 0$. Однако, поскольку U(0, z) (на границе пучка) известно, можно найти U(y, z), не решая уравнения Лапласа, воспользовавшись тем, что любая функция комплексного переменного, а также ее действительная и мнимая части , удовлетворяют уравнению Лапласа. Представим U(y, z) в виде действительной части функции комплексного переменного (z + iy):

$$U(y, z) = \operatorname{Re} \left[f(z + iy) \right] = \frac{1}{2} \left[f(z + iy) + f(z - iy) \right]. \quad (2.54)$$

Введенная таким образом функция (2.54) удовлетворяет уравнению Лапласа и указанным граничным условиям. Поскольку согласно первому граничному условию при y = 0 $U(0, z) = Az^{4/3}$ для области вне пучка (y > 0)

$$U(y, z) = \operatorname{Re} \left[A(z + iy)^{4/3} \right] = \operatorname{Re} \left[A(z^2 + y^2)^{2/3} e^{i \frac{4}{3} \theta} \right] = A(z^2 + y^2)^{2/3} \cos \frac{4}{3} \theta, \qquad (2.55)$$

где $\theta = \arctan \frac{y}{z}$.

Уравнение (2.55) описывает распределение потенциала вне пучка (y>0), обеспечивающее существование ленточного пучка. Обозначим потенциал ускоряющего электрода (анода) U_a , длину пучка l и введем безразмерные координаты y/l, и z/l. Тогда, используя уравнение (2.55), удобно представить распределение потенциала вне пучка в виде семейства эквипотенциальных линий $U/U_a = \text{const}$ в плоскости YOZ (рис. 2.11). Из рисунка видно, что все эквипотенциальные поверхности $U/U_a>0$ подходят к границе пучка под прямым углом. Только «катодная» эквипотенциаль (U=0) является плоскостью, образующей с границей пучка угол θ_1 , определяемый из условия

$$Ay^{4/3}\cos\frac{4}{3}\theta_1 = 0, \qquad (2.56)$$

откуда

$$\theta_1 = \frac{\pi/2}{4/3} = \frac{3}{8} \pi = 67,5^{\circ}.$$
 (2.57)

Практически для формирования ленточного пучка необходимо поместить катод между двумя плоскостями, примыкающими к его краям и образующими с осью пучка угол 67,5°. В качестве анода следует выбрать электрод, изогнутый по форме эквипотенциальной поверхности $U = U_a$ со щелью, равной толщине пучка (катода).

Аналогично можно получить осесимметричный (цилиндрический) пучок. Для этого из сплошного потока,



Рис. 2.11. Распределение потенциала вблизи ленточного пучка

заполняющего пространство между плоскими катодом и анодом, перпендикулярными оси OZ, нужно вырезать цилиндр с образующими, параллельными оси OZ. Задача сводится к решению уравнения Лапласа для области $r > r_0$ (r_0 — радиус пучка). Очевидно, первое граничное условие $U(z, r)|_{r=r_0} = Az^{4/3}$ сохраняется, второе принимает вид $\partial U/\partial r|_{r=r_0} = 0$. Такая задача не имеет аналитического решения. Распределение потенциала вне пучка можно найти либо приближенным расчетом, либо экспериментально — с помощью моделирования в электролитической ванне.

Удовлетворительная точность получается, если распределение потенциала вблизи пучка аппроксимировать рядом вида

$$U(z, r) = Az^{4/3} \left[F_0\left(\frac{r}{r_0}\right) + \left(\frac{r_0}{z}\right) F_1\left(\frac{r}{r_0}\right) + \left(\frac{r_0}{z}\right)^2 F_2\left(\frac{r}{r_0}\right) + \cdots \right],$$
(2.58)

где Fo, F1, ..., F_n — цилиндрические функции.

Однако вблизи катода ($z < r_0$) решение в цилиндрических функциях расходится, а при z = 0 (на катоде) оно вовсе непригодно. Поэтому для малых значений z приходится искать приближенное решение в другой форме либо прибегать к моделированию поля в электролитической ванне.

Возможность моделирования поля в электролитической ванне при наличии пучка электронов следует из существования граничного условия — равенства нулю нормальной к поверхности пучка составляющей напряженности поля (*dU/dr* для осесимметричного пучка). Это условие автоматически выполняется на границе любого диэлект. рика, погруженного в ванну, где моделируется поле. В самом деле, ток в диэлектрик не входит, линии тока обтекают диэлектрик, так что вблизи поверхности диэлектрика линии тока параллельны ей, а эквипотенциальные поверхности (к которым линии тока всегда перпендикулярны) нормальны к диэлектрической поверхности. Поэтому если в электролитическую ванну с наклонным дном (см. § 1.3) поместить диэлектрическую пластинку параллельно «линии берега» на расстоянии ro (в масштабе моделирования) от нее, то эта пластинка будет моделью границы пучка, на которой всегда выполняется одно из граничных условий $\partial U/\partial r|_{r=r_0} = 0$. У концов диэлектрической пластинки устанавливаются электроды, являющиеся моделью катода и анода. К электродам подводится напряжение, питающее ванну. Изменяя форму и положение электродов (их наклон к границе пучка). добиваются выполнения второго граничного условия $U(r_0, z) = A z^{4/3}$. Очевидно, найденная таким образом система электролов обеспечит формирование осесимметричного (цилиндрического) пучка.

На рис. 2.12 показано семейство эквипотенциальных линий $U/U_a =$ = const в меридиональной плоскости осесимметричного поля, формирующего цилиндрический пучок. Как видно из рисунка, нулевая (катодная) эквипотенциальная поверхность вблизи пучка имеет вид конуса с углом наклона образующей к оси 67,5°. По мере удаления от пучка угол раствора конуса постепенно увеличивается и при $r > 2r_0$ катодный электрод принимает форму конуса с углом наклона образую-

щей к оси около 75°. Анодный электрод (эквипотенциальная поверхность $U = U_a$) имеет форму слегка вогнутого тела вращения с отверстием по диаметру пучка, причем у края отверстия электрод перпендикулярен границе пучка.

Сходящийся ленточный (клиновидный) пучок получают вырезанием части потока, заполняющего пространство между двумя соосными цилиндрами. Распределение потенциала вдоль границы пучка по



Рис. 2.12. Распределение потенцияла вблизи цилиндрического пучка



Рис. 2.13. Получение сходящегося ленточного пучка

радиусу цилиндра описывается законом степени трех вторых для цилиндрической системы:

$$U_{a} = 14,68 \cdot 10^{-6} \frac{l_{a}}{r_{a}\beta^{2}} U_{a}^{3/2},$$
 (2.59)

где l_a и r_a — длина и радиус анода; $\beta^2 = f(r_a/r_R)$ — табулированная функция Ленгмюра, известная из теории электронных ламп (r_R — радиус катода).

Сходящийся ленточный пучок получается при $r_{\rm K} > r_{\rm a}$, т. е. когда цилиндрический анод помещен внутри цилиндрического катода. Для такого «обращенного» цилиндрического диода выражение (2.59) остается в силе при $\beta^2 = f(r_{\rm K}/r_{\rm a})$. Предположим, что угол сходимости пучка $\psi = 2\theta$ (рис. 2.13). Тогда согласно выражению (2.59) ток на единицу ширины пучка $J_{\rm a}$ (линейная плотность тока)

$$J_{\pi} = a \; \frac{R_{\rm a}}{r_{\rm K}\beta^2 \; (R_{\rm a})} \; \left(\frac{\theta}{\pi}\right) U_{\rm a}^{3/2}, \qquad (2.60)$$

где $a = 14,68 \cdot 10^{-6}$ A/B^{3/2} и $R_a = r_{\rm H}/r_a$.

Так как линии тока направлены по радиусам, полный ток I, а следовательно, и плотность тока J_{π} будут одинаковы в любой цилиндрической поверхности, соосной катоду и аноду, расположенной между ними. Поэтому для тока в сечении клиновидного пучка с углом сходимости 20 любой соосной катоду и аноду цилиндрической поверхностью, расположенной между ними ($r_{\rm a} < r < r_{\rm R}$), можно написать

$$J_{n} = a \frac{R}{r_{\rm k}\beta^{2}(R)} \left(\frac{\theta}{2}\right) \left[U(r)\right]^{3/2}, \qquad (2.61)$$

где $R = r_{\rm B}/r$.

Составляя отношение из выражений (2.60) и (2.61), найдем распределение потенциала вдоль радиуса (вдоль границы пучка):

$$U(r) = \left[\frac{R_{\mathrm{a}}\beta^{2}(R)}{R\beta^{2}(R_{\mathrm{a}})}\right]^{2/3} U_{\mathrm{a}} = kU_{\mathrm{a}} \left[\beta^{2}\left(\frac{r_{\mathrm{K}}}{r}\right)r\right]^{2/3}, \qquad (2.62)$$

где

$$k = \left[\frac{1}{r_{\mathrm{a}}\beta^{2}\left(\frac{r_{\mathrm{B}}}{r_{\mathrm{a}}}\right)}\right].$$

Уравнение (2.62) является первым граничным условием для внешней задачи. Второе граничное условие по-прежнему вытекает из равенства нулю нормальной к границе пучка составляющей напряженности поля:

$$\frac{\partial U}{\partial \psi}\Big|_{\psi=1^0}=0, \qquad (2.63)$$

где ф — азимутальный угол.

Таким образом, задача сводится к нахождению решения уравнения Лапласа для области $\psi > \theta$ с граничными условиями (2.62) и (2.63). В общем виде эта задача не имеет аналитического решения. Расчеты с помощью ЭВМ и моделирование в электролитической ванне показывают, что для формирования сходящегося ленточного пучка к катоду, являющемуся цилиндрической поверхностью, с обеих сторон должны примыкать катодные электроды, образующие с границей пучка углы 67,5°. Анодный электрод может быть выполнен в виде части цилиндра с радиусом, меньшим r_a , со щелью, равной раствору пучка. На рис. 2.14 показано семейство эквипотенциальных линий поля, формирующего клиновидный пучок с углом сходимости $\theta = 20^\circ$.

Сходящийся осесимметричный (конический) пучок получается при вырезании конической поверхностью части электронного потока, заполняющего пространство между двумя концентрическими сферами. Распределение потенциала вдоль границы конического пучка (вдоль радиуса сфер) может быть получено из закона степени трех вторых для сферического диода:

$$I_{a} = 29,35 \cdot 10^{-6} \frac{1}{(-\alpha)^{2}} U_{a}^{3/2}, \qquad (2.64)$$

где $(-a)^2 = f(r_{\rm s}/r_{\rm a})$ — функция отношения радиусов катодной и анодной сфер.

График этой функции представлен на рис. 2.15.

Ток I'_a части анода, вырезанной конусом с углом при вершине (углом сходимости) 20, будет во столько раз меньше полного тока

всего сферического анода, во сколько раз площадь вырезанной части анода меньше площади анодной сферы:

$$I_{a} = I_{a} \left(\frac{1 - \cos \theta}{2}\right) = 2a \frac{1}{[-\alpha (R_{a})]^{2}} \left(\frac{1 - \cos \theta}{2}\right) U_{a}^{3/2}, \quad (2.65)$$

где $a = 14,68 \cdot 10^{-6} \text{ A/B}^{3/2}, R_a = r_{\kappa}/r_a.$



Рис. 2.14. Распределение потенциала вблизи клиновидного пучка



Рис. 2.15. График функции (--а)³

Поскольку линии тока совпадают с радиусами сфер, ток будет одинаковым в сечении конического пучка любой сферической поверхностью, концентрической с анодной сферой, расположенной между катодом и анодом. Поэтому для тока в любом сечении пучка сферической поверхностью с радиусом $r(r_a < r < r_h)$ можно написать

$$I' = 2a - \frac{1}{[-\alpha(R)]^3} \left(\frac{1 - \cos \theta}{2}\right) [U(r)]^{3/2}, \qquad (2.66)$$

где $R = r_{\rm R}/r$.

Составляя отношение из выражений (2.65) и (2.66), определим распределение потенциала вдоль радиуса (вдоль границы пучка):

$$U(r) = U_{a} \left[\frac{-\alpha(R)}{-\alpha(R_{a})} \right]^{4/3},$$
 (2.67)

т. е. первое граничное условие. Вторым граничным условием будет

$$\frac{\partial U}{\partial \psi} = 0, \qquad (2.68)$$

где ψ — полярный угол сферической системы координат.

Уравнение Лапласа, описывающее распределение потенциала вне конического пучка с граничными условиями (2.67) и (2.68), может

быть приближенно решено аналитически; система эквипотенциальных линий поля, формирующего конический пучок, может быть экспериментально получена моделированием в электролитической ванне. На рис. 2.16 показано семейство эквипотенциальных линий полей, формирующих конические пучки с углами сходимости $\theta = 10$ и 20°. Как видно из рисунка, электрическое поле для формирования сходящегося осесимметричного (конического) пучка может быть создано двумя электродами, один из которых (катодный) с потенциалом, равным нулю, имеет форму чаши и образует с границей пучка угол 67,5°.

Форма анодного электрода определяется любой эквипотенциальной поверхностью. Анодный электрод подходит к границе пучка по нормали к ней и имеет отверстие с радиусом, равным радиусу пучка.

Рассмотренные системы, формирующие интенсивные пучки с прямолинейными траекториями, часто называемые с и с т е м а м и П и рс а, служат основой при разработке многих модификаций электронных пушек различного назначения.

С помощью электрического поля можно сформировать осесимметричный полый (трубчатый) пучок. Условия на внешней и внутренней границах трубчатого пучка не отличаются от гранич-



Рис. 2.16. Распределение потенциала вблизи конических пучков

ных условий для сплошного цилиндрического пучка. Поэтому система Пирса, состоящая из катодного электрода, наклоненного к образующей пучка вблизи его границы под углом 67,5°, и анодного электрода с отверстием по диаметру пучка, искривленного по форме одной из эквипотенциальных поверхностей рис. 2.12, обеспечивает существование внешнего контура пучка.

Для выполнения граничных условий вдоль внутренней образующей полого цилиндра в трубчатый пучок необходимо ввести кроме катодного электрода еще несколько электродов с постепенно (пропорционально $z^{4/3}$) повышающимся потенциалом. Форма электродов может быть найдена расчетом или смоделирована в электролитической ванне.

Приведенные примеры фокусировки интенсивных электронных пучков показывают, что с помощью электрических полей можно сформировать электронные потоки практически любых конфигураций. Однако для каждой конфигурации пучка существует предельное значение коэффициента пространственного заряда $P_{\rm max}$, превышение которого приводит к нарушению стабильности электронного потока.

Как было указано, компенсация кулоновской силы, приводящей к расширению интенсивного пучка, может быть осуществлена с помощью магнитного поля, т. е. магнитное поле определенной конфигурации может быть использовано для формирования интенсивного пучка. Однако, поскольку магнитное поле не может изменить энергию электрона [см. выражение (1.8)], магнитное поле, формирующее пучок, удобнее рассматривать как поле, ограничивающее расширение пучка, предварительно сформированного электрическим полем.

Формирование (ограничение) интенсивных пучков магнитным полем рассматривается в § 2.4.

§ 2.3. Электронные пушки

В общем случае системы формирования протяженных интенсивных электронных пучков состоят из двух частей. Первая часть, предназначенная для начального формирования пучка с заданными первеансом и конфигурацией, обычно называется электронной п v шкой. Вторая часть, назначением которой является ограничение расширения пучка или дополнительное изменение формы пучка, назыпоперечно-ограничивающим устройствается вом или ограничивающей системой. Первая часть обязательно содержит ускоряющее электрическое поле, необходимое для приобретения электронами пучка нужной энергии (направленной скорости). Вторая часть может содержать как электрическое, так и магнитное поля и в случае только магнитного поля не изменяет энергию (скорость) электронов, влияя только на конфигурацию пучка. Такое разделение является условным, поскольку во многих практически используемых системах формирования интенсивных пучков ограничивающее поле действуют уже в начальной части пучка — «проникает» к катоду, так что не представляется возможным разделить собственно пушку и систему ограничения. Кроме того, большинство пушек можно рассматривать как начальную часть системы ограничения. Однако, учитывая специфические особенности первой (пушки) и второй (системы ограничения) частей, различную методику их расчета, целесообразно вначале рассмотреть электронные пушки как системы первоначального формирования пучков.

К пушкам, формирующим интенсивные пучки, обычно предъявляются общие требования:

1) получение пучка необходимой формы с заданным первеансом;

2) обеспечение возможно лучшего токопрохождения, т. е. снижение до минимума доли электронов, перехватываемых электродами пушки, иными словами, приближение тока пучка, выходящего из пушки, к току катода;

3) получение упорядоченного потока, сформированного пушкой, близкого к идеальному ламинарному потоку электронов;

4) обеспечение необходимой величины сжатия (компрессии) электронного потока для уменьшения при заданном токе пучка плотности тока катода (токовой нагрузки катода), так как, во-первых, удельная эмиссия реального катода принципиально ограничена и, во-вторых, для данного катода срок службы больше при меньшей токовой нагрузке;

5) возможность управления током пучка.

Рассмотрим пушки для формирования осесимметричных пучков цилиндрических, конических (сходящихся) и полых (трубчатых). Наибольшее распространение получили пушки, построенные по системе Пирса (см. § 2.2). Широкое распространение пушек этого типа объясняется возможностью формирования пучков с достаточно высоким первеансом (несколько единиц мкА/В^{3/2}) и сравнительной простотой конструкции.

и сравнительной простотой конструкции. Кроме того, форма электродов пушек Пирса поддается точному расчету. На рис. 2.17, *a*, *б* схематически изображены пушки Пирса для формирования цилиндрического (параллельного) и конического (сходящегося) осесимметричных пучков.

Электродная система пушки состоит из катода K, прикатодного фокусирующего электрода $\Phi \mathcal{P}$ с потенциалом катода и анода A с положительным по отношению к катоду потенциалом.

Как было показано в § 2.2, при формировании цилиндрического пучка катод должен иметь плоскую форму, а прикатодный электрод вблизи катода — форму усеченного конуса с углом наклона образующей 67,5° к перпендикуляру, проведенному к краю катода. Анод может быть либо плоским диском с отверстием, либо иметь выпуклую в сторону катода форму



Рис. 2.17. Схематическое изображение пушек Пирса для формирования цилиндрического (а) и конического (б) пучков

в соответствии с формой одной из эквипотенциальных поверхностей, удаленных от катода (см. рнс. 2.12). Для формирования сходящегося осесимметричного пучка катод и анод должны быть частями концентрических сфер, а фокусирующий прикатодный электрод должен иметь форму чаши (см. рис. 2.16).

В реальных системах, формирующих интенсивные пучки, в анодном электроде обязательно имеется отверстие для выхода сформированного пучка в заанодное (пролетное) пространство. Наличие анодного отверстия приводит к искажению поля вблизи анода. Если за анодом поле отсутствует, т. е. пучок вводится в эквипотенциальное пространство, то поле из пространства между катодом и анодом (пространства формирования пучка) «провисает» в анодное отверстие (рис. 2.18). «Провисание» поля приводит к созданию в области анодного отверстия электронной линзы. Образующаяся линза всегда будет рассеивающей, так как эквипотенциальные поверхности «провисающего» в анодное отверстие поля имеют выпуклую форму в сторону заанодного пространства. Следовательно, это поле имеет составляющую E_r , направленную в сторону оси (средней плоскости) пучка; за счет составляющей E_r на электрон действует сила, направленная от оси (от средней плоскости) (рис. 2.19).

Таким образом, сила, действующая на электрон, является расфокусирующей, а анодная линза — рассеивающей. Фокусное расстояние этой линзы в первом приближении можно оценить по формуле, для оптической силы тонкой линзы-диафрагмы [см. выражение (1.125)]:

$$f = \frac{4U_{a}}{|E_{a}| - |E_{1}|} . \tag{2.69}$$

Здесь E_1 — напряженность поля вблизи анодного отверстия со стороны катода; E_2 — напряженность поля в заанодном пространстве.



Рис. 2.18. «Провисание» поля в анодное отверстие



Рис. 2.19. Расфокусировка пучка в анодном отверстии

Если пучок вводится в эквипотенциальное пространство, то $E_2 = 0$. Напряженность E_1 определяется дифференцированием функции распределения потенциала на оси. Поскольку в рассматриваемых системах распределение потенциала на оси осесимметричного пучка совпадает с распределением потенциала на границе пучка, для нахождения значения E_1 используется выражение для граничного потенциала.

Для цилиндрических осесимметричных пучков потенциал на границе, а следовательно, и на оси пропорционален $z^{4/3}$. В этих случаях значение E_1 получается дифференцированием по z выражения (2.53) при подстановке $U = U_a$ и z = d (d — расстояние между катодом и анодом):

$$E_{1} = -\frac{dU}{dz}\Big|_{\substack{z=d\\U=U_{a}}} = -\frac{4}{3} \frac{U_{a}}{d}.$$
 (2.70)

Фокусное расстояние получающейся линзы-диафрагмы (при $E_2 = 0$) определяется по формуле (2.69) при подстановке E_1 из (2.70)

$$f = -3d, \qquad (2.71)$$

где знак минус указывает на рассеивающий тип линзы. Наличие анодной линзы приводит к расширению пучка в заанодном пространстве: пучок, оформленный в пространстве между катодом и анодом в виде цилиндра с образующими, параллельными оси OZ, по выходе из анодного отверстия становится расходящимся. Определим угол γ_a , который образуют с осью граничные траектории пучка в заанодном пространстве (рис. 2.20). Поскольку анодная линза является рассеивающей, ее фокус (мнимый) расположен левее плоскости анодного отверстия. Согласно геометрическим построениям на рис. 2.20 величина выходного угла

$$tg \gamma_a = \frac{r_0}{|f|} = \frac{1}{3} \frac{r_0}{d},$$
 (2.72)

где r₀ — радиус пучка.

P =

Выражение (2.72) показывает, что выходной угол однозначно определяется геометрическими соотношениями формирующей системы —

расстоянием между катодом и анодом и величиной анодного отверстия. Однако нетрудно убедиться, что увеличение первеанса приводит к росту выходного угла. Подставим в формулу (2.52) z = d, $U = U_a$ и определим первеанс при сечении пучка πr_0^2 :



$$\frac{I}{U_a^{3/2}} = \frac{\pi r_0^2 J}{U_a^{3/2}} = a\pi \frac{r_0^2}{d^2} . \qquad (2.73)$$

Рис. 2.20. К расчету анодной линзы

Выразим *d* из соотношения (2.73) и подставим в (2.72). Тогда величина выходного угла

$$tg\gamma_{a} = \frac{1}{3}\sqrt{\frac{P}{a\pi}} = 1,26 \cdot 10^{2} \sqrt{P},$$
 (2.74)

т. е. угол расхождения цилиндрического пучка по выходе из анода пропорционален первеансу в степени одной второй.

В эквипотенциальном заанодном пространстве пучок будет расширяться за счет действия пространственного заряда; контур пучка может быть рассчитан по формуле (2.23), причем действие рассеивающей анодной линзы следует учитывать, подставляя в это выражение начальный угол наклона, определяемый формулой (2.72), т. е. $r'_0 =$ $= tg\gamma_a$. Поскольку расширение пучка за счет пространственного заряда определяется величиной первеанса, увеличение угла расхождения осесимметричного пучка приближенно можно оценить добавочным членом в уравнении (2.72), зависящим от первеанса. Формула, учитывающая добавочный угол расхождения за счет пространственного заряда, имеет вид

$$\operatorname{tg}_{\Upsilon_{a}} \approx \frac{1}{3} \frac{r_{0}}{d} \left(1 + 2.5 \cdot 10^{2} \sqrt{P}\right).$$
 (2.75)

В системах, формирующих сходящиеся (конические) пучки, действие линзы в области анодного отверстия приводит к уменьшению сходимости пучка, а при достаточно большой абсолютной величине оптической силы рассеивающей линзы крайние траектории выходят из анодного отверстия параллельно оси (средней плоскости), т. е. пучок из сходящегося превращается в цилиндрический. Рассмотрим действие анодной линзы на выходящий из анодного отверстия осесимметричный сходящийся (конический) пучок с углом сходимости 20. Очевидно, за счет анодной линзы в заанодном пространстве угол сходимости изменится (уменьшится) и станет равным γ_a . Это изменение угла сходимости можно оценить коэффициентом преломления крайней траектории пучка в анодном отверстии:

$$n = \sin \gamma_a / \sin \theta. \tag{2.76}$$



Рис. 2.21. Расширение сформированного конического пучка

Анодную линзу приближенно можно считать тонкой и использовать соотношение геометрической оптики (1.108), связывающее расстояние от линзы до объекта (а) и изображения (b) с фокусным расстоянием (рис. 2.21):

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$
 (2.77)

Из геометрических построений на рис. 2.21 следует: $r_0/b = tg\theta$, $r_0/a = tg\gamma_a$, где $r_0 -$ радиус анодного отверстия. В параксиальном приближении (для малых значений θ и γ_a) можно положить $tg\theta \approx$ $\approx sin\theta$ и $tg\gamma_a \approx sin\gamma_a$. Тогда с учетом соотношения (2.77) коэффициент преломления

$$n = \frac{\sin \gamma_a}{\sin \theta} = \frac{b}{a} = 1 - \frac{b}{f} \approx 1 - \frac{r_a}{f}.$$
 (2.78)

Фокусное расстояние анодной линзы определяется формулой (2.69) при $E_2 = 0$. Величину E_1 рассчитывают как $\frac{dU}{dr}\Big|_{r=r_a}$ дифференцированием уравнения (2.67). Подставляя найденные значения в формулу (2.78), окончательно получаем

$$n = \frac{\sin \gamma_{a}}{\sin \theta} = 1 - \frac{R_{a}}{4 \left[-\alpha \left(R_{a}\right)\right]^{4/3}} \frac{d}{dR} \left[-\alpha \left(R\right)\right]^{4/3} \Big|_{R=R_{a}}, \quad (2.79)$$

где $R_{\rm a} = r_{\rm R}/r_{\rm a}$ и $R = r_{\rm R}/r$.

Выражение (2.79) показывает, что коэффициент преломления определяется геометрическими соотношениями системы электродов отношением радиусов катодной и анодной сфер начального сферического диода. В то же время, поскольку первеанс пучка определяется величиной [— $\alpha(R)$]² и углом сходимости θ [см. формулу (2.66)], коэффициент преломления должен зависеть от величины *P*. Выражая $P = I/U_{\rm a}^{3/2}$ из формулы (2.66) при $R = R_{\rm a}$ и заменяя (1 — $\cos\theta$) на $2\sin^2\frac{\theta}{2}$, получаем

$$P = 2a \, \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{[-\alpha (R_a)]^2}.$$
 (2.80)

В параксиальном приближении можно положить $\sin\theta/2 \approx \theta/2$ и $\sin\gamma_a \approx \gamma_a$. Тогда с учетом $\gamma_a = n\theta$ формула (2.80) и преобразуется к виду

$$\gamma_{a} = \sqrt{\frac{2}{a}} \left[-\alpha(R_{a}) \right] \left[n(R_{a}) \sqrt{P} \right],$$

т. е. уменьшение угла сходимости конического пучка (так же как и цилиндрического пучка) пропорционально \sqrt{P} .

На рис. 2.22 показана зависимость коэффициента преломления n от отношения радиусов кривизны катодной и анодной сфер R_a . Из рисунка видно, что при $R_a = 1,46$ величина n обращается в нуль, т. е. по выходе из анодного отверстия осесимметричный сходящийся пучок становится цилиндрическим.

Формирование полых (трубчатых), цилиндрических и конических пучков могут осуществлять пушки, в основе которых лежит пирсовская система формирования параллельных или сходящихся потоков и пушки магнетронного типа.

Пушки Пирса являются наиболее простыми и при правильно выбранной геометрии электродной системы могут обеспечить формирование трубчатых пучков с микропервеансом до нескольких единиц мкА/В^{3/2}. В качестве примера на рис. 2.23 приведен эскиз электродной системы пушки, формирующей параллельный трубчатый пучок. Как видно из рисунка, формирующая система пушки является свер-



Рис. 2.22. Зависимость коэффициента преломления от отношения радиусов кривизны катода и анода



Рис. 2.23. Схематическое изображение пушки для формирования параллельного трубчатого пучка

нутой в кольцо системой Пирса для формирования прямолинейного потока. Эмиттирующая поверхность катода имеет форму плоского кольца, к катодному кольцу с обеих сторон примыкают внешний и внутренний фокусирующие электроды конической формы; анод имеет кольцевую щель. Для предотвращения расплывания пучка в заанодном пространстве используется однородное магнитное поле, проникающее в область пушки. Это поле частично компенсирует рассеивающее действие кольцевой линзы, образующейся в отверстии анода. Расчет пушки приближенно можно вести по формулам для ленточного пучка (см. § 2.2). Расчет будет тем точнее, чем меньше толщина (разность внешнего и внутреннего радиусов) пучка по сравнению с его средним радиусом. Недостатком пушек этого типа является отсутствие компрессии, что не позволяет получить плотность тока в пучке больше удельной эмиссии катода.

Формирование трубчатого цилиндрического пучка с компрессией электронного потока можно осуществить, взяв за основу пирсовскую систему для создания сходящегося клиновидного потока и свернув его в кольцо. Аналогично может быть сформирован трубчатый конический (сходящийся) пучок. Следует иметь в виду, что в заанодном пространстве из-за влияния рассеивающей анодной линзы, приводящей к нарушению гомоцентричности потока, сформированный пушкой трубчатый конический пучок превращается в сплошной, если не принять меры для его ограничения.

Для формирования трубчатых электронных пучков в настоящее время широко используют системы со скрещенными магнитным и электрическим полями, так называемые магнетронные или инжекторные пушки. Действие такой системы основано на вытягивании сформированного в простейшем магнетроне облака пространственного заряда в пространство дрейфа. Как известно, днод с цилиндрическим катодом и анодом, помещенный в однородное магнитное поле, направленное вдоль оси электродной системы, является простейшим статическим магнетроном. За счет действия магнитного поля траектории электронов, выходящих из катода и ускоряемых анодным напряжением U_a, начинают искривляться и при некотором критическом значении магнитной индукции В_{кр} перестают доходить до анода, образуя вокруг катода пространственный заряд, имеющий в поперечном сечении форму кольца. Величина критической магнитной индукции определяется формулой, получаемой из (1.10) при подстановке $R = r_a - r_{\mu}$:

$$B_{\rm Kp} = \frac{4}{\sqrt{\frac{2e}{m}}} \frac{\sqrt{U_{\rm a}}}{r_{\rm a}} , \qquad (2.81)$$

где r_а и r_в — радиусы анода и катода.

Если теперь с помощью продольного электрического поля сообщить электронам, образующим пространственный заряд в междуэлектродном пространстве магнетрона, продольную скорость, то кольцевое облако пространственного заряда начнет перемещаться вдоль оси, создавая трубчатый электронный поток. Продольная составляющая напряженности электрического поля, необходимая для вытягивания электронов из магнетрона, может быть получена за счет придания обоим электродам (катоду и аноду) магнетрона или одному из них формы усеченного конуса (рис. 2.24).

Рассмотрим движение электронов в магнетронной пушке. Расположим начало координат на поверхности катода, направим ось OZ по образующей конического катода, ось OX — по касательной, ось



Рис. 2.24. Схема магнетронной пушки



Рис. 2.25. К расчету магнетронной пушки

OY — по нормали к поверхности катода. При таком выборе направления координатных осей продольное магнитное поле будет составлять с осью OZ угол θ , равный половине угла в вершине катодного конуса (рис. 2.25).

Если ширина кольцевого зазора между катодом и анодом невелика по сравнению с радиусом катода $[(r_a - r_\kappa) \ll r_\kappa]$, то в первом приближении рассматриваемые площадки катода и анода можно считать плоскостями, т. е. решать задачу для плоского магнетрона. Очевидно, в выбранной системе координат однородное продольное магнитное поле B_0 будет определяться двумя составляющими, параллельными осям *OZ* и *OY*:

$$B_z = B_0 \cos \theta, \quad B_y = B_0 \sin \theta. \tag{2.82}$$

Электрическое поле в плоском диоде имеет только одну составляющую $E_y \neq 0$. Составим уравнения движения электрона в плоском магнетроне [см. выражения (1.4) и (1.7)]:

$$\ddot{x} = -\frac{e}{m} B_z \dot{y} + \frac{e}{m} B_y \dot{z},$$

$$\ddot{y} = -\frac{e}{m} E_y + \frac{e}{m} B_z \dot{x},$$
(2.83)

$$\ddot{z} = -\frac{e}{m} B_y \dot{x}.$$

Поскольку в плоском диоде $E_x = E_z = 0$, уравнение Пуассона принимает вид

$$\frac{d^2 U}{dy^2} = -\frac{dE_y}{dy} = -\frac{p}{z_0} \cdot \qquad (2.84)$$

Кроме того, составляющие плотности тока J_x и J_z не зависят от *x* и *z* и уравнение непрерывности записывается в виде

$$\frac{dJ_y}{dy} = 0, \tag{2.85}$$

откуда

$$J_y = \rho v_y = J_0 = \text{const} \,. \tag{2.86}$$

Из выражений (2.84) и (2.86) получаем

$$\frac{dE_y}{dt} = \frac{dE_y}{dy} \frac{dy}{dt} = \frac{\rho v_y}{\epsilon_0} = -\frac{J_0}{\epsilon_0} \cdot$$
(2.87)

Интегрирование уравнения (2.87) при начальном условии $E_{y|t=0} = 0$ приводит к выражению для E_{y} :

$$E_y = -\frac{J_0}{\varepsilon_0} t, \qquad (2.88)$$

где J₀ — плотность тока на катоде.

Подстановка выражения (2.88) в (2.83) дает систему

$$\ddot{x} = -\frac{e}{m} B_z \dot{y} + \frac{e}{m} B_y \dot{z},$$

$$\ddot{y} = \frac{e}{m\epsilon_0} J_0 t + \frac{e}{m} B_z \dot{x},$$
(2.89)

$$\ddot{z} = -\frac{e}{m} B_y \dot{x},$$

решение которой при начальных условиях: при t = 0 x = y = z = 0, x = y = z = 0 в параметрической форме имеет вид

$$x = -\frac{J_0 \cos \theta}{2\epsilon_0 B_0} t^2 + \frac{J_0 \cos \theta}{\epsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^2 B_0^3} \left[1 - \cos\left(\frac{e}{m} B_0 t\right)\right],$$

$$y = \frac{\frac{\sigma}{m} J_0 \sin^2 \theta}{6\epsilon_0} t^3 + \frac{J_0 \cos^2 \theta}{\epsilon_0 \frac{e}{m} B_0^2} t - \frac{J_0 \cos^2 \theta}{\epsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^2 B_0^3} \sin\left(\frac{e}{m} B_0 t\right), \quad (2.90)$$

$$z = \frac{\frac{e}{m}J_0\sin\theta\cos\theta}{6\varepsilon_0}t^3 - \frac{J_0\sin\theta\cos\theta}{\varepsilon_0\left(\frac{e}{m}\right)B_0^2} + \frac{J_0\sin\theta\cos\theta}{\varepsilon_0\left(\frac{e}{m}\right)^2B_0^3}\sin\left(\frac{e}{m}B_0t\right).$$

Приведенное решение показывает, что в магнетронной пушке электроны имеют все три составляющие скорости — вдоль катода (v_z), по нормали к повер хности катода (v_y) и параллельную плоскости
катода (v_x). Последняя составляющая имеет смысл скорости «сноса» электронов поперек магнитного поля. На рис. 2.26 представлена проекция траектории электрона на плоскость YOZ (пунктирная кривая), вычисленная по уравнениям (2.90). Траекторию можно рассматривать

как гладкую кривую, определяемую первыми двумя членами второго и третьего уравнений, на которую накладываются периодические возмущения, определяемые последними членами этих уравнений, содержащими sin $\left(\frac{\epsilon}{m} B_0 t\right)$.

Предположим теперь, что электроны, уходящие с катода, имеют отличную от нуля перпендикулярную поверхности катода скорость $v_y = y_0$. Решение системы (2.89) в этом случае принимает вид



Рис. 2.26. Траектория крайнего электрона в магнетронной пушке (проекция на плоскость YOZ)

$$x = -\frac{J_0 \cos \theta}{2\epsilon_0 B_0} t^2 + \frac{\left[1 - \cos\left(\frac{e}{m} - B_0 t\right)\right] \cos \theta}{\frac{e}{m} B_0} \times \left(\frac{J_0}{\epsilon_0 - \frac{e}{m} B_0^2} - y_0\right),$$

$$y = \frac{\frac{e}{m} J_0 \sin \theta \cos \theta}{6\epsilon_0} t^3 + y_0 t + \frac{\frac{e}{m} B_0 t - \sin\left(\frac{e}{m} - B_0 t\right)}{\frac{e}{m} B_0} \times \cos^2 \theta \left(\frac{J_0}{\epsilon_0 - \frac{e}{m} B_0^2} - y_0\right),$$

$$z = \frac{\frac{e}{m} J_0 \sin \theta \cos \theta}{6\epsilon_0} t^3 - \frac{\frac{e}{m} B_0 t - \sin\left(\frac{e}{m} - B_0 t\right)}{\frac{e}{m} B_0} \times \sin \theta \cos \theta \left[\frac{J_0}{\epsilon_0 - \frac{e}{m} B_0^2} - y_0\right].$$
(2.91)

Первые члены системы уравнений (2.91) описывают траекторию в виде кривой, а последние — накладывающиеся на нее периодические возмущения. Амплитуда этих возмущений тем меньше, чем больше магнитная индукция продольного поля B_0 . При достаточно большом значении B_0 приближенно можно считать, что вдали от катода траектория становится гладкой, т. е. при расчете можно не учитывать последние члены системы (2.91). Очевидно, отбрасывание последних членов равносильно предположению о том, что начальная скорость, равна $\frac{J_0}{\epsilon_0 \frac{e}{m} B_0}$. При таком допущении гладкая траектория будет

определяться следующими уравнениями:

$$x = -\frac{J_0 \cos \theta}{2\epsilon_0 B_0} t^2,$$

$$y = \frac{\frac{e}{m} J_0 \sin^2 \theta}{6\epsilon_0} t^3 + \frac{J_0}{\epsilon_0 \frac{e}{m} B_0^3} t,$$

$$z = \frac{\frac{e}{m} J_0 \sin \theta \cos \theta}{6\epsilon_0} t^3.$$
(2.92)

Траектория, описываемая уравнениями (2.92), показана на рис. 2.26 сплошной линией. Выразим t из последне го уравнения системы (2.92) и подставим во второе уравнение. В результате получим уравнение проекции траектории y = f(z) на плоскость YOZ:

$$y = z \, \mathrm{tg} \, \theta + \sqrt[3]{\frac{6}{\sin \theta \, \cos \theta}} \frac{J_0^{2/3}}{\epsilon_0^{2/3} \left(\frac{e}{m}\right)^{4/3} B_0^2} \, z^{1/3} \,. \tag{2.93}$$

Эго уравнение показывает, что при малой плотности тока и достаточно большой магнитной индукции траектория приближается к силовой линии продольного магнитного поля.

В плоской магнетронной пушке (плоском диоде) электрическое поле имеет только одну составляющую $E_y \neq 0$ (см. рис. 2.25), потенциал в любой точке междуэлектродного пространства однозначно определяется выражением

$$U = -\int_{0}^{y} E_{y} dy = -\int_{0}^{t} E_{y} \dot{y} dt. \qquad (2.94)$$

Входящая в выражение (2.94) составляющая напряженности поля *E*_y определяется уравнением (2.88), а поперечная составляющая скорости получается дифференцированием по времени второго уравнения системы (2.92). Подставляя эти величины и производя интегрирование, получаем

$$U = \frac{e}{m} \frac{J_0^2}{\epsilon_0^2 \omega^2} \left(\frac{1}{8} \omega_y^2 t^4 + \frac{1}{2} t^2 \right), \qquad (2.95)$$

где

$$\omega = \frac{e}{m} B_0, \quad \omega_y = \frac{e}{m} B_y = \frac{e}{m} B_0 \sin \theta.$$

110

Введем нормализованные переменные: координаты X, Y, Z, потенциал Φ и время T, определяемые соотношениями:

$$X = \frac{\epsilon_0 \omega^3}{\frac{e}{m} J_0} x,$$

$$Y = \frac{\epsilon_0 \omega^3}{\frac{e}{m} J_0} y,$$

$$Z = \frac{\epsilon_0 \omega^3}{\frac{e}{m} J_0} z,$$

$$\Phi = \frac{\epsilon_0 \omega^4}{\frac{e}{m} J_0^2} U,$$

$$T = \omega t$$
(2.96)

В нормализованной системе переменных уравнения (2.92) и (2.95) имеют вид

$$X = X_{0} - \frac{T^{2}}{2} \cos \theta,$$

$$Y = T + \frac{1}{6} T^{3} \sin^{2} \theta,$$
 (2.97)

$$Z = Z_{0} + \frac{1}{6} T^{3} \sin \theta \cos \theta,$$

$$\Phi = \frac{1}{2} T^{2} + \frac{1}{8} T^{4} \sin^{2} \theta.$$

Полученная система параметрических уравнений позволяет определить траектории электронов и распределение потенциала внутри пучка. Для нахождения формы анода необходимо решить внешнюю задачу, т. е. рассчитать распределение потенциала вне пучка. Тогда любая эквипотенциальная поверхность за границей пучка может быть заменена проводящей поверхностью с тем же потенциалом, т. е. форма анода определяется формой эквипотенциальной поверхности вне пучка. Форма фокусирующих прикатодных электродов определяется нулевой ($\Phi = 0$) эквипотенциальной поверхностью вне пучка, т. е. за краями эмиттирующей поверхности катода. Решение внешней задачи сводится к нахождению решения двумерного уравнения Лапласа с граничными условиями, получаемыми из системы (2.97) путем расчета распределения потенциала вдоль границы пучка.

Аналитическое решение внешней задачи может быть выполнено методом конформного отображения области вне пучка на плоскость комплексного переменного. Поскольку любая функция комплексного переменного удовлетворяет уравнению Лапласа, решение задачи при таком преобразовании существенно упрощается. Внешняя задача сравнительно просто решается с помощью ЭВМ или графическим методом. В качестве примера на рис. 2.27 показано распределение потенциала (эквипотенциальные поверхности) в плоской магнетронной пушке. Вычисленная по уравнениям (2.97) граничная траектория отмечена на рисунке пунктирной линией.

Приведенный расчет выполнен для плоской магнетронной пушки. Осесимметричную магнетронную пушку получают «сворачиванием» рассмотренной системы в кольцо, причем, как было указано, если средний



Рис. 2.27. Эквипотенциальные поверхности в плоской магнетронной пушке с углом наклона катода $\theta = 4^{\circ}$



Рис. 2.28. Электродная система пушки для формирования ленточного пучка

радиус кольца значительно б ольше расстояния между катодом и анодом, траектории электронов в любой меридиональной плоскости будут мало отличаться от рассчитанных для плоской системы. В этом случае для расчета формы электродов осесимметричной пушки можно использовать картину поля (эквипотенциальные линии), приведенную на рис. 2.27.

Магнетронные пушки позволяют создавать интенсивные пучки с микропервеансом в несколько десятков мкА/В^{3/2} и компрессией до 200, что достигается использованием катодов, имеющих сравнительно большую поверхность.

Рассмотрим пушки, формирующие плоские (ленточные) или сходящиеся (клиновидные) пучки. Параллельный ленточный пучок наиболее просто может быть сформирован системой Пирса с плоским прямоугольным катодом и фокусирующими электродами в виде крыльев, примыкающих к длинным сторонам катода, образующих с нормалью к поверхности катода углы 67,5[•]. Анод также имеет два крыла, изогнутых по форме одной из эквипотенциальных поверхностей (U> 0) рис. 2.11, со щелью между ними, равной толщине пучка. Эскиз электродной системы пушки для формирования параллельного ленточного пучка представлен на рис. 2.28. Пушки, формирующие параллельный ленточный пучок, несмотря на простоту, находят ограниченное применение главным образом из-за отсутствия компрессии. Более распространены пушки, формирующие (в пространстве между катодом и анодом) сходящиеся (клиновидные) пучки. В этом случае можно обеспечить достаточную компрессию и, следовательно, получить в пучке плотность тока, в несколько раз превышающую удельную эмиссию катода. В заанодном пространстве сформированный пушкой клиновидный пучок за счет действия пространственного заряда и рассеивающей линзы становится параллельным, а затем, если нет ограничивающих полей, и расходящимся. Для ограничения расширения ленточного пучка в пролетном пространстве необходима ограничивающая система в виде однородного продольного магнитного поля или системы периодической фокусировки (см. § 2.4).

Ленточный пучок можно сформировать фокусирующей системой со скрещенными электростатическим и магнитным полями. В такой системе в отличие от магнетронной пушки, формирующей осесимметричный трубчатый пучок, вынос электронов из пространства между катодом и анодом осуществляется не электростатическим полем, а магнитной силой Лоренца.

Плоские магнетронные пушки позволяют формировать ленточные пучки с достаточно высоким первеансом. Конечно, для проведения ленточного пучка на большие расстояния за выходом из собственно пушки требуются системы, ограничивающие расширение пучка.

В ряде случаев (например, в мощных приборах СВЧ — клистронах и ЛБВ) требуется изменение тока пучка, сформированного электронной пушкой — модуляция тока пучка. Модуляцию тока в принципе можно осуществлять изменением ускоряющего (анодного) напряжения, но такое управление требует применения мощных высоковольтных модуляторов, коммутирующих полную мощность пучка. Значительно более эффективно управление током пучка путем подведения модулирующего напряжения к специальному управляющему электроду пушки. При этом модулирующее (управляющее) напряжение может быть в десятки раз меньше анодного, а затрата мощности на управление током теоретически (при отрицательном потенциале управляющего электрода) равна нулю.

Простейшей пушкой с управляющим электродом является обычная пушка Пирса, у которой фокусирующий (прикатодный) электрод изолирован от катода и имеет отдельный вывод. Изменением потенциала фокусирующего электрода можно управлять полем в прикатодной области, а следовательно, и током пучка. Однако в высокопервеансных пушках такое управление оказывается малоэффективным. Причем чем выше первеанс, тем большее напряжение требуется для модуляции тока пучка; например, при микропервеансе 3,5 мк A/B^{3/2} для 100%-ного управления («запирания» пучка) требуется напряжение модуляции (отрицательное), в 1,5 раза превышающее по абсолютной величине анодное напряжение. По этой причине пушки с управлением прикатодным электродом не получили распространения.

Значительно большая эффективность управления достигается вве-

дением в пушку специальных управляющих электродов в виде штыря, сетки или толстой диафрагмы.

Схема пушки с управляющим электродом в виде штыря показана на рис. 2.29. В этой пушке осесимметричный вогнутый катод имеет центральное отверстие, сквозь которое проходит изолированный от катода цилиндрический штырь, заканчивающийся конусом. Коническая часть штыря выходит за границу эмиттирующей поверхности катода. Штырь электрически соединен с прикатодным фокусирующим электродом. При проектировании пушки с управляющим штырем за





Рис. 2.29. Схема пушки с управляющим штырем

Рис. 2.30. Схема пушки с управляющей сеткой

Рис. 2.31. Схема пушки с толстой диафрагмой

исходную систему берут пушку без управляющего электрода с заданными величинами первеанса, компрессии и анодного напряжения, причем площадь эмиттирующей поверхности катода рассчитывают с учетом центрального отверстия. Затем в спроектированную обычным способом пушку вводят штырь. Чтобы наличие штыря минимально нарушало условия формирования электронного пучка в прикатодной области, угол наклона образующей конической части штыря к границе потока выбирают в пределах 65—70°, а радиус штыря — в пределах 20—25% радиуса катода. При нулевом (относительно катода) потенциале штыря и фокусирующего электрода условия формирования пучка мало отличаются от условий формирования в системе без управляющего электрода.

В правильно спроектированной пушке с управляющим штырем величина запирающего (отрицательного) напряжения штыря и фокусирующего электрода не превышает по абсолютной величине 15 — 20% анодного напряжения и, поскольку на отрицательные по отношению к катоду штырь и фокусирующий электрод электроны практически не оседают, модуляция тока пучка осуществляется без затраты мощности.

Схема пушки с управляющей сеткой показана на рис. 2.30. Форма сетки определяется одной из эквипотенциальных поверхностей вблизи катода. При проектировании пушки с управляющей сеткой за основу также берут обычную диодную систему. Затем определяют так называемый естественный потенциал сетки, т. е. величину потенциала эквипотенциальной поверхности, расположенной на месте сетки в случае ее отсутствия. Очевидно, если в пушку поместить сетку имеющую естественный потенциал, то электрическое поле в пушке не изменится, а следовательно, не изменятся и условия отбора тока с катода. Но так как естественный потенциал сетки положителен, часть электронного потока будет перехватываться сеткой. Доля тока, перехватываемого сеткой, зависит от коэффициента заполнения сетки а, т. е. от отношения площади, занятой проволоками сетки, ко всей поверхности сетки.

Таким образом, при наличии сетки, т. е. в пушке триодного типа, ток пучка будет меньше тока катода. Поэтому при расчете исходной диодной пушки необходимо иметь определенный запас по току, учитывая, что при введении сетки часть тока катода будет ответвляться в сторону сетки. Управляющее действие сетки определяется статическим коэффициентом усиления, который для пушки с компрессией может быть рассчитан по формулам для сферического триода. Коэффициент усиления зависит от коэффициента заполнения сетки α и расстояний катод — сетка и сетка — анод. При малых расстояниях катод — сетка расчет коэффициента усиления можно выполнить приближенно аналогично расчету для плоского триода. Удовлетворительные результаты получаются при коэффициенте усиления не более 30-35. При этом абсолютная величина сеточного напряжения (отрицательного), необходимого для запирания пучка, не превышает 5% анодного напряжения. Таким образом, управление с помощью сетки значительно эффективнее управления штырем.

Интересной разновидностью является пушка с управляющим электродом в виде толстой днафрагмы (рис. 2.31). В этой пушке формирование пучка осуществляется как бы в два этапа: первый этап — формирование пучка катодом с фокусирующим электродом и толстой диафрагмой (в виде короткого цилиндра), играющей роль анода; второй этап — создание пучка выходным краем диафрагмы и собственно анодом с потенциалом U_a , отличным от потенциала диафрагмы, определяющим энергию электронов, выходящих из пушки пучка. Поскольку проницаемость толстой диафрагмы близка к нулю, поле анода практически не проникает в прикатодную область, поэтому систему катод — диафрагма (K - Д) можно рассматривать как отдельную диодную пушку, формирующую пучок на первом этапе. Токопрохождение (наличие пучка, выходящего на первом этапе) возможно лишь при положительном потенциале диафрагмы ($U_{\rm m} > 0$). При $U_{\rm m} = 0$ пушка запирается.

Особенностью пушек с управляющей толстой диафрагмой является возможность повышения первеанса сформированного пучка за счет снижения потенциала анода. В самом деле, ток пучка определяется напряжением диафрагмы (при заданных геометрических соотношениях или первеансе на первом этапе), а первеанс выходящего пучка — анодным напряжением.

Пушки с положительным управляющим электродом (диафрагмой) и пониженным анодным напряжением для увеличения первеанса по-

5*

лучили название пушек с продольной компрессией. Описаны пушки, формирующие осесимметричные пучки с микропервеансом p > 50 мк $A/B^{3/2}$.

В магнетронных пушках возможна модуляция тока пучка изменением напряжения конического анода. При этом для придания электронам выходящего из пушки пучка необходимой энергии на выходе пушки устанавливают диафрагму с постоянным положительным потенциалом, бо́льшим потенциала анода.

§ 2.4. Системы ограничения интенсивных пучков

Как было указано, интенсивный пучок в пространстве, свободном от полей, неограниченно расширяется за счет действия пространственного заряда. Чтобы предотвратить расширение пучка или удержать сформированный пучок в определенных границах, необходимы ограничивающие (фокусирующие) поля. Для ограничения пучка можно использовать электрические и магнитные поля, как продольные, так и поперечные. В общем случае системы электродов с различными потенциалами, катушек или постоянных магнитов, создающие фокусирующие (ограничивающие) поля, получили название фокусирующих или, точнее, ограничивающих систем. Ограничивающие системы располагаются непосредственно за пушкой и удерживают (или дополнительно формируют) пучок, предварительно сформированный пушкой. В ряде случаев фокусирующее (ограничивающее) поле действует и в собственно пушке — проникает к катоду, так что разделение всей системы, формирующей протяженный интенсивный пучок, на пушку и ограничивающую систему является условным. Однако расчет собственно пушек и ограничивающих систем существенно различается, поэтому целесообразно рассмотреть фокусирующие (ограничивающие) системы после пушек, оговаривая, где это необходимо, особенности работы пушки при наличии дополнительных фокусирующих полей.

Наибольшее распространение получили магнитные ограничивающее системы, в которых расталкивающее действие пространственного заряда компенсируется действием внешнего магнитного поля. В самом деле, если на границе пучка, введенного в магнитное поле, сила Лоренца равна по величине и противоположна по направлению электрической силе кулоновского расталкивания, то сформированный пучок будет сохранять свою форму. Иными словами, внешнее магнитное поле может быть использовано для поддержания стабильного электронного потока в пространстве, ограниченном поверхностью, в каждой точке которой выполняется условие компенсации магнитной силой силы расталкивания.

Рассмотрим магнитное ограничение осесимметричных пучков. Как было показано в § 2.1, наличие пространственного заряда приводит к появлению силы, действующей на электроны в радиальном (от оси) направлении [см. выражение (2.7)]. Для компенсации этой расфокусирующей силы необходима радиальная направленная к оси магнитная фокусирующая сила. В случае использования для фокусировки (ограничения) пучка продольного магнитного поля радиальная фокусирующая сила будет лишь при наличии у электронов пучка азимутальной скорости $v_{\phi} = r_{\psi}$ [это непосредственно следует из определения силы Лоренца, см. выражение (1.3)].

Азимутальное движение электронов, как было показано в § 1.4, описывается третьим уравнением системы (1.83):

$$\frac{d}{dt}\left(r^{2}\dot{\psi}\right) = \frac{e}{m} \frac{d}{dt}\left(rA_{\psi}\right). \tag{2.98}$$

Проинтегрируем это уравнение с учетом начальных условий: при $t = t_0, r = r_0, \psi = \psi_0, A_{\psi} = A_{\psi_0}$:

$$r^{2}\dot{\psi} - r_{0}^{2}\dot{\psi}_{0} = \frac{e}{m} (rA_{\psi} - r_{0}A_{\psi_{\bullet}}). \qquad (2.99)$$

Для осесимметричного магнитного поля $A = A_{\psi} (A_z = A_r = 0)$ и векторный потенциал может быть выражен через магнитный поток Ψ , пронизывающий часть плоскости, перпендикулярной оси симметрии (OZ), ограниченной окружностью радиуса *r*:

$$A = \frac{\Psi}{2\pi r}, \qquad (2.100)$$

$$\Psi = 2\pi \int_{0}^{r} B_{z} r dr. \qquad (2.101)$$

Подстановка (2.100) в (2.99) приводит к выражению

$$r^2 \dot{\Psi} - r_0^2 \dot{\Psi}_0 = \frac{e}{2\pi m} (\Psi - \Psi_0).$$
 (2.102)

Это соотношение, называемое теоремой Буша, показывает, что угловой момент, приобретаемый электроном при смещении с орбиты радиуса r_0 на круговую траекторию радиуса r, пропорционален разности магнитных потоков через соответствующие поперечные сечения, ограниченные окружностями радиусов r_0 и r. Теорему Буша широко используют при расчетах магнитных систем, формирующих осесимметричные электронные пучки.

В некоторых случаях выражение (2.102) может быть упрощено. Так, например, если рассматривать траекторию электрона, выходящую с края круглого катода ($r_0 = r_{\rm R}$ — радиус катода), пронизываемого магнитным потоком $\Psi_{\rm R}$, то в пренебрежении начальными скоростями электронов ($\psi_{\rm R} = 0$) теорема Буша принимает вид

$$r^{2}\dot{\Psi} = \frac{e}{2\pi m} (\Psi - \Psi_{\rm R}). \qquad (2.103)$$

Для параксиальной области можно приближенно положить $B(z, r) \approx B(z, 0) = B_0(z)$. Тогда

$$\Psi_{\rm g} = \pi r_{\rm g}^2 B_{\rm g}, \quad \Psi = \pi r^2 B_0(z), \qquad (2.104)$$

где B_в — величина магнитной индукции на оси в плоскости катода.

Подставив выражение магнитных потоков из (2.104) в (2.103), получим теорему Буша для параксиальной области:

$$\dot{\Psi} = \frac{e}{2m} B_0(z) \left[1 - \frac{B_{\rm R}}{B_0(z)} \left(\frac{r_{\rm R}}{r} \right)^2 \right].$$
(2.105)

Если весь электронный поток, выходящий из катода, и сам катод находятся в однородном продольном магнитном поле $B_0(z) = B_{\rm R} = = {\rm const}$, то

$$\dot{\Psi} = \frac{e}{2m} B_{\mathrm{K}} \left[1 - \left(\frac{r_{\mathrm{K}}}{r} \right)^2 \right], \qquad (2.106)$$

т. е. азимутальная скорость электронов определяется величиной магнитной индукции и отношением $r_{\rm k}/r$. Для траекторий электронов, удаленных от оси на расстояние, равное радиусу катода ($r = r_{\rm k}$), азимутальная скорость обращается в нуль, траектории на цилиндрической поверхности радиуса $r_{\rm k}$ не «закручиваются».

Если же в плоскости катода магнитная индукция равна нулю ($B_{\rm R} = 0$), т. е. катод полностью экранирован от магнитного поля или является точечным источником электронов ($r_{\rm R} = 0$), то все электроны потока будут иметь одинаковую азимутальную скорость, однозначно определяемую величиной магнитной индукции [ср. с выражением (1.85)]:

$$\dot{\Psi} = \frac{e}{2m} B_0(z).$$
 (2.107)

Составим уравнение движения в радиальном направлении крайнего электрона осесимметричного пучка в параксиальной области. Предположим, что электронный поток распространяется в эквипотенциальном пространстве. Действие пространственного заряда, как было показано в § 2.1, приводит к появлению радиально направленной расфокусирующей силы — силы кулоновского расталкивания Iсм. выражение (2.7)]:

$$F_{r9} = \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} U_0}}.$$
 (2.108)

Эта сила должна быть добавлена в правую часть второго уравнения системы (1.82), описывающего радиальное движение электрона в параксиальной области осесимметричного магнитного поля. Таким образом, уравнение движения электрона в радиальном направлении с учетом действия пространственного заряда принимает вид

$$m\left(\ddot{r}-\dot{r\psi}^{2}\right) = -e\dot{r\psi}B_{0}(z) + \frac{el}{2\pi\varepsilon_{0}\sqrt{\frac{2e}{m}U_{0}r}}.$$
 (2.109)

Подставив в это уравнение ф из формулы (2.105), после несложных преобразований получим

3

$$\ddot{mr} + \frac{e^2}{4m} B_0^2 \left[1 - \frac{B_{\kappa}^2}{B_0^2} \left(\frac{r_{\kappa}}{r} \right)^4 \right] r - \frac{eI}{2\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m} U_0 r} = 0. \quad (2.110)$$

Контур пучка определяется траекторией крайнего электрона. Уравнение траектории можно получить при переходе в уравнении (2.110) от дифференцирования по t к дифференцированию по z; при этом следует пользоваться соотношением (см. § 1.4)

$$\frac{d^2r}{dt^2} = 2 \frac{e}{m} U_0 \frac{d^2r}{dz^2}.$$
 (2.111)

Таким образом, уравнение (2.110) преобразуется к виду

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{e}{8mU_0} B_0^2 \left[1 - \frac{B_{\kappa}^2}{B_0^2} \left(\frac{r_{\kappa}}{r} \right)^4 \right] r - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{l}{\sqrt{\frac{2e}{m}}} \frac{l}{U_0^{3/2} r} = 0. \quad (2.112)$$

Уравнение (2.112) является уравнением траектории крайнего электрона интенсивного осесимметричного пучка в параксиальной области магнитного поля в проекции на меридиональную плоскость, поворачивающуюся вокруг оси с азимутальной скоростью, определяемой теоремой Буша (2.105).

В общем случае решение уравнения (2.112) представляет значительные трудности. Если предположить, что в области распространения электронного потока магнитное поле однородно, то, не решая уравнения, можно сделать важный вывод о возможности существования равновесного радиуса пучка, при котором суммарная радиальная сила на границе пучка будет равна нулю. В самом деле, при определенных величинах магнитной индукции и первеанса пучка можно найти такое значение $r = r_0$, при котором второй и третий члены уравнения (2.112) окажутся равными по абсолютной величине. Очевидно, в этом случае $d^2r/dz^2 = 0$ и, следовательно, $d^2r/dt^2 = 0$, т. е. на границе пучка электроны не испытывают радиального ускорения. Таким образом, в однородном продольном магнитном поле возможно существование стабильного интенсивного осесимметричного пучка с постоянным радиусом r_0 , т. е. пучка цилиндрической формы. Из уравнения (2.112) также следует, что магнитная индукция, обеспечивающая существование стабильного пучка, будет минимальной при $B_{\rm R}=0$, т. е. при полностью экранированном от магнитного поля катоде.

Последний случай ($B_{\kappa} = 0$, $B_0 = \text{const}$) представляет особый интерес и называется бриллюэновской фокусировкой, а стабильный пучок в однородном продольном магнитном поле — потоком Бриллюэна. Рассмотрим этот случай более подробно.

Поток Бриллюэна описывается уравнением (2.112)при В_к = 0, $B_0 = \text{const}$:

$$\frac{e}{2m} B_0^2 r_0^2 - \frac{I}{\pi \varepsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m} U_0} = 0, \qquad (2.113)$$

где r₀ — равновесный радиус пучка. Кроме того, согласно выражению (1.85) азимутальная скорость электронов не зависит от r, т. е. весь поток вращается вокруг оси как единое целое с азимутальной скоростью, определяемой выражением (1.85).

В уравнении (2.112) величина U₀, определяющая продольную составляющую скорости электронов, отождествляется с постоянным потенциалом пространства, в котором распространяется электронный поток. Такая замена возможна лишь при малых первеансах, поскольку, как было показано в § 2.1, в интенсивном пучке действие пространственного заряда приводит к снижению потенциала в пучке, т. е. имеет место радиальное распределение потенциала. Изменение потенциала по радиусу пучка можно рассчитать, представив последний член уравнения (2.112) как $-\frac{1}{2U_0}E_r = \frac{1}{2U_0}\frac{dU}{dr}$ [см. выражение (2.6)]. Тогда при $B_{\kappa} = 0$, $B_0 = \text{const}$ уравнение принимает вид

$$\frac{dU}{dr} = \frac{e}{4m} B_0^2 r. \qquad (2.114)$$

Интегрирование этого уравнения с учетом граничного условия $U_{r=0} = U_0$ (потенциал на оси) приводит к следующему выражению для радиального распределения потенциала:

$$U(r) = U_0 + \frac{e}{8m} B_0^2 r^2.$$
 (2.115)

Таким образом, потенциал имеет на оси минимум ($U = U_0$) и возрастает при удалении от оси по квадратичному закону. Покажем, что в бриллюэновском потоке продольная составляющая скорости всех электронов одинакова и определяется потенциалом на оси. Для любого электрона пучка согласно закону сохранения энергии полная скорость однозначно определяется потенциалом точки пространства, в которой находится электрон:

$$v_{\text{полв}} = V \overline{v_z^2 + (r\psi)^2} = \sqrt{\frac{2e}{m}U}.$$
 (2.116)

Подставив в формулу (2.116) у из (1.85) и U из (2.115), получим продольную составляющую скорости:

$$v_z = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}.$$
 (2.117)

Физически этот результат показывает, что часть энергии продольного движения электронов преобразуется в энергию вращения вокруг оси, причем величина этой энергии такова, что продольная составляющая скорости электронов оказывается не зависящей от удаления электронов от оси.

В бриллюэновском потоке постоянна также плотность пространственного заряда. Чтобы показать это, подставим выражение для распределения потенциала (2.115) в уравнение Пуассона, записанное в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{e}{4m} B_0^2 + \frac{e}{4m} B_0^2 = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \qquad (2.118)$$

откуда плотность пространственного заряда

$$\rho = -\varepsilon_0 \frac{e}{2m} B_0^2, \qquad (2.119)$$

т. е. она постоянна и однозначно определяется магнитной индукцией. Постоянство продольной составляющей скорости и плотности

пространственного заряда обусловливает постоянство плотности тока:

$$J = -\rho v_z = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{2}} \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} B_0^2 U_0^{1/2}. \qquad (2.120)$$

Определим равновесный (бриллюэновский) радиус r_0 . Согласно выражению (2.113) бриллюэновский радиус однозначно определяется тремя величинами — током пучка, осевым потенциалом и магнитной индукцией:

$$r_{0}^{2} = \frac{\sqrt{2}}{\pi\epsilon_{0}} \left(\frac{m}{e}\right)^{3/2} \frac{\prime}{B_{0}^{2}\sqrt{U_{0}}} = 69 \frac{1}{B_{0}^{2}\sqrt{U_{0}}}.$$
 (2.121)

Аналогично для тока и магнитной индукции можно записать выражения

$$I = \frac{\pi \varepsilon_0}{\sqrt{2}} \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} B_0^2 U_0^{1/2} r_0^2 = 1,45 \cdot 10^{-2} B_0^2 U_0^{1/2} r_0^2, \qquad (2.122)$$

$$B_0^2 = \frac{\sqrt{2}}{\pi \epsilon_0} \left(\frac{m}{e}\right)^{3/2} \frac{l}{U_0^{1/2} r_0^2} = 69 \frac{l}{\sqrt{U_0} r_0^2} \cdot (2.123)$$

В формулах (2.121)—(2.123) величины имеют следующие размерности: I(A), $U_0(B)$, $B_0(\Gamma c)$, $r_0(M)$.

Выражение (2.115) показывает, что потенциал на границе бриллюэновского потока должен быть выше осевого потенциала:

$$U\Big|_{\mathbf{p}=\mathbf{p}_{0}} = U_{0} + \frac{e}{8m} B_{0}^{a} r_{0}^{a}.$$
 (2.124)

Определим ток пучка через потенциал на границе пучка $U|_{r=r_0} = U_a$, совпадающий с потенциалом проводящей трубки, заполненной пучком:

$$I = \frac{\pi \epsilon_0}{\sqrt{2}} \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} B_0^2 r_0^3 \left(U_a - \frac{e}{8m} B_0^3 r_0^2\right)^{1/2}$$
(2.125)

121

и найдем максимально возможное значение тока. Дифференцируя выражение (2.125) по В и приравнивая производную нулю, определим , условие получения максимального тока:

$$B_0^2 r_0^2 = \frac{16}{3} \frac{m}{e} U_a.$$
 (2.126)

Подставив это выражение в (2.125), найдем максимальное значение тока:

$$I_{\max} = \frac{16}{3\sqrt{6}} \pi \varepsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^{1/2} U_{a}^{3/2}, \qquad (2.127)$$

или максимальный первеанс:

$$P_{\max} = \frac{I_{\max}}{U_a^{3/2}} = \frac{16}{3\sqrt{6}} \pi \varepsilon_0 \left(\frac{e}{m}\right)^{1/2} \cdot$$
(2.128)

Подставив численные значения ε_0 , *е* и *m*, получим

$$P_{\rm max} = 25, 4 \cdot 10^{-6} \text{ A/B}^{3/2}$$

Оптимальная величина магнитной индукции, при которой обеспечивается максимальный ток пучка,

$$B_{\text{опт}} = \frac{4}{\sqrt{3}} \left(\frac{m}{e}\right)^{1/2} \frac{U_{a}^{1/2}}{r_{0}} = 5.5 \cdot 10^{-2} \frac{U_{a}^{1/2}}{r_{0}}$$
(2.129)

(здесь величины имеют такие размерности: $B[\Gamma c]$, $U_a[B]$, $r_0[M]$.

Отметим, что в режиме максимального первеанса потенциал на оси пучка существенно отличается от потенциала U_a проводящей трубки, заполненной пучком. Подставив в выражение (2.115) значение $B_0^2 r_0^2$, соответствующее максимальному току, из (2.126) получим

$$U_{0} = \frac{1}{3} U_{a}, \qquad (2.130)$$

т. е. потенциал на оси, определяющий продольную составляющую скорости электронов, в три раза ниже потенциала на границе пучка. Этот результат показывает, что пренебрежение радиальным падением потенциала возможно лишь при небольших значениях микропервеанса ($p < 1 \text{ мкA}/B^{3/2}$). В общем же случае в расчетные формулы для бриллюэновского потока следует подставлять осевое значение потенциала, определяемое формулой (2.115).

В бриллюэновском осесимметричном потоке сила кулоновского расталкивания полностью скомпенсирована радиально направленной силой Лоренца; для возникновения этой силы в продольном магнитном поле необходимо наличие азимутальной скорости электронов. Физически появление азимутальной скорости у электронов пучка, вводимого в однородное продольное магн ітное поле, объясняется так: поскольку магнитное поле у катода равно нулю, а на некотором расстоянии от катода достигает постоянного значения В₀, должна существовать область неоднородного магнитного поля, в которой магнитные силовые линии направлены по радиусу пучка, т. е. входят в поток или выходят из него в зависимости от направления поля. В этом случае при входе в однородное поле электроны пучка «пересекают» радиально направленные силовые линии, что и приводит к появлению тангенциальной составляющей силы Лоренца, закручивающей электроны вокруг оси. Так как магнитное поле не может изменить энергию электронов (см. § 1.2), полная скорость остается неизменной и появление тангенциальной составляющей скорости приводит к соответствующему уменьшению ее продольной составляющей.

3

Создание бриллюэновского потока требует выполнения жестких начальных условий:

1) катод должен быть надежно экранирован от магнитного поля (условие $B_{\rm R} = 0$);

2) перед вводом в однородное магнитное поле пучок должен быть сформирован в виде кругового цилиндра, причем траектории всех электронов должны быть параллельны оси пучка (условие ламинарности потока);

3) начальный радиус пучка, ток, осевой потенциал и магнитная индукция должны удовлетворять уравнению (2.121).

Невыполнение хотя бы одного из этих условий приводит либо к появлению неоднородности в пучке, в частности к пульсации границы пучка, либо к полному нарушению токопрохождения.

Рассмотрим движение электронов пучка в однородном продольном магнитном поле при невыполнении начальных условий, необходимых для получения бриллюэновского потока. Допустим, что крайний электрон пучка, вводимого в магнитное поле, удален от оси на расстояние, отличающееся от бриллюэновского радиуса r_0 . Для малой величины отклонения от равновесного радиуса можно положить

$$r = r_0 (1 + \delta).$$
 (2.131)

При этом $\delta \ll 1$ и справедливы приближенные равенства

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{r_0} (1-\delta), \ \frac{1}{r^3} \approx \frac{1}{r_0^3} (1-3\delta).$$
 (2.132)

Кроме того, допустим, что магнитное поле на катоде может отличаться от нуля. Для оценки проникновения поля к катоду введем параметр катодных условий k:

$$k = \left(\frac{B_{\rm H}}{B_0}\right) \left(\frac{r_{\rm H}}{r_0}\right)^2. \tag{2.133}$$

В случае бриллюэновской фокусировки k = 0. Вернемся к общему уравнению (2.112). Анализ этого уравнения показывает, что существование равновесного радиуса возможно и при проникновении магнитного поля к катоду, т. е. при $k \neq 0$. Положив в (2.112) $d^2r/dz^2 \Rightarrow 0$ и вводя обозначение

$$\chi^{2} = \frac{\sqrt{2} \left(\frac{m}{e}\right)^{3/2} I}{\pi \epsilon_{0} \sqrt{U_{0}} B_{0}^{2}}, \qquad (2.134)$$

123

получим биквадратное уравнение, определяющее равновесный радиус r_0 :

$$r_0^4 - x^2 r_0^2 - \left(\frac{B_{\rm R}}{B_0}\right)^2 r_{\rm R}^4 = 0.$$
 (2.135)

Решение этого уравнения имеет вид

$$r_{0}^{2} = \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\right] \sqrt{1 + 4\left(\frac{B_{\mathrm{R}}}{B_{0}}\right)^{2} \left(\frac{r_{\mathrm{R}}}{\kappa}\right)^{4}} \left] x^{2} \qquad (2.136)$$

и при $B_{\mathbf{R}} = 0$ приводит к ранее вычисленному значению бриллюэновского радиуса (2.121).

Выразим х² на основании уравнения (2.135) через параметр катодных условий:

$$\mathbf{x}^2 = (1 - k^2) r_0^2 \tag{2.137}$$

и введем обозначение

$$\sqrt{\frac{e}{8mU_0}} B_0 = \chi. \tag{2.138}$$

Заменим r в уравнении (2.112) согласно (2.131) на $r_0(1 + \delta)$. Тогда, учтя выражения (2.132), (2.133) и (2.137), для малого отклонения δ получим уравнение

$$\frac{d^2\delta}{dz^3} + 2\chi^2 (1+k^2) \,\delta = 0 \tag{2.139}$$

с начальными условиями

$$\delta|_{z=0} = \delta_0, \quad \frac{d\delta}{dz}\Big|_{z=0} = \delta'_0. \quad (2.140)$$

Решение уравнения (2.139) имеет вид

$$\delta(z) = A \cos \left[\sqrt{2\chi^2 (1+k^2)} + \varphi_0 \right], \qquad (2.141)$$

где постоянные А и фо определяются начальными условиями (2.140):

$$A = \sqrt{\delta_0^2 + \frac{(\delta_0)^2}{2\chi^2 (1 + k^2)}},$$

$$\varphi_0 = -\arctan\left[\frac{\delta_0}{\delta_0 \sqrt{2\chi^2 (1 - k^2)}}\right].$$
(2.142)

Перейдем теперь от δ к *r* в соответствии с выражением (2.131). Тогда для малых отклонений от равновесного радиуса движение крайнего электрона интенсивного пучка в однородном продольном магнитном поле в параксиальном приближении будет описываться уравнением

$$r(z) = r_0 + A_{\rm m} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{\rm m}} + \varphi_{\rm H}\right). \qquad (2.143)$$

124

Здесь r₀ — равновесный радиус пучка, определяемый формулой (2.136); A_п — амплитуда пульсаций:

$$A_{\rm m} = r_{\rm H} \sqrt{\left(1 + \frac{r_0}{r_{\rm H}}\right)^2 + \frac{4}{1 + k^2} \frac{m}{e} \frac{U_0}{B_0^2 r_{\rm H}} \, \mathrm{tg}^2 \gamma_{\rm H}}; \qquad (2.144)$$

 $r_{\rm H}$ — начальный радиус пучка [$r_{\rm H} = r(z)|_{z=0}$]; $\gamma_{\rm H}$ — начальный угол наклона к оси траектории крайнего электрона:

$$\operatorname{tg} \gamma_{\mathrm{H}} = \frac{dr}{dz} \bigg|_{z=0};$$

λ_п — длина волны пульсаций:

$$\lambda_{\rm m} = \frac{4\pi}{\sqrt{\frac{2e}{m}}} \frac{\sqrt{U_0}}{B_0} \sqrt{\frac{2}{1+k^2}}; \qquad (2.145)$$

ф_н — начальная фаза пульсаций:

$$\varphi_{\rm H} = -\arctan \frac{2\sqrt{\frac{m}{e} U_0/(1+k^2)}}{(r_{\rm H}-r_0) B_0} \cdot$$
(2.146)

Анализ уравнения (2.143) показывает, что в общем случае интенсивный пучок в однородном продольном магнитном поле имеет волнистую границу, т. е. радиус пучка периодически изменяется — пульсирует около равновесного значения r_0 . Амплитуда пульсаций тем больше, чем сильнее отличается начальный радиус пучка от равновесного и чем больше начальный угол наклона к оси траектории крайнего электрона. При небольших отклонениях $r_{\rm H}$ от равновесного радиуса r_0 и $\gamma_{\rm H}$ от нуля пучок будет устойчивым, причем чем больше магнитная индукция, тем меньше амплитуда пульсаций.

Фактически возникновение пульсаций объясняется нарушением баланса сил на границе пучка. Допустим, что начальный радиус пучка больше равновесного ($r_{\rm H} > r_{\rm 0}$). При этом на границе пучка радиально (к оси) направленная магнитная сила будет больше величины, необходимой для компенсации силы кулоновского расталкивания. Суммарная радиальная сила на границе пучка будет отлична от нуля и направлена в сторону оси, т. е. электрон получит радиальное ускорение в сторону оси — радиус пучка будет уменьшаться. Наоборот, при $r_{\rm H} > r_0$ в начальный момент сила кулоновского расталкивания не будет полностью скомпенсирована магнитной силой и пучок начнет расширяться. Однако сжатие пучка в первом случае и расширение — во втором будет продолжаться лишь до тех пор, пока соотношение сил на границе пучка не изменится на обратное. Очевидно, сжимающийся пучок по достижении значения r < r₀ снова начнет расширяться, а расширяющийся пучок по достижении значения r> r₀ — сжиматься, т. е. граница пучка будет пульсировать.

Аналогичные явления возникают и при отличном от нуля началь-

ном угле наклона $\gamma_{\rm H}$. При $\gamma_{\rm H} < 0$ (сходящийся пучок) радиус пучка вначале будет уменьшаться, но при $r < r_0$ возникнет сила, направленная от оси, что приведет к расширению пучка. При $\gamma_{\rm H} > 0$ (расходящийся пучок) пучок вначале будет расширяться, но при $r > r_0$ суммарная сила будет направлена в сторону оси и пучок начнет сжиматься. Таким образом, и в этом случае возникнет пульсация границы пучка.

Как следует из выражения (2.144), получение непульсирующего «гладкого» потока при наличии хотя бы очень небольшой начальной радиальной составляющей скорости (т. е. $\gamma_{\rm H} \neq 0$) возможно лишь в случае $B \rightarrow \infty$. Поскольку практически электроны имеют начальную радиальную составляющую скорости из-за наличия тепловых скоростей, действия анодной рассеивающей линзы и т. д., а величина магнитной индукции не может быть сколь угодно большой, в реальных пучках всегда существует более или менее пульсирующая граница.

При больших отклонениях радиуса вводимого в магнитное поле пучка от равновесного радиуса или при значительной величине $\gamma_{\rm H}$ уравнение (2.112) не может быть линеаризовано. При этом решение может быть найдено численным интегрированием или с помощью ЭВМ. Полученные для больших возмущений решения показывают, что и в этом случае поток будет пульсировать, но в отличие от малых возмущений граница его будет несимметрична относительно цилиндрической поверхности с равновесным радиусом — отклонения внутрь пучка будут меньше, чем наружу.

Однородное продольное магнитное поле может быть использовано для ограничения плоских (ленточных) пучков. Расчет, аналогичный проведенному для осесимметричного пучка, показывает, что равновесный ленточный пучок в однородном продольном магнитном поле при полностью экранированном катоде ($B_{\rm R} = 0$) будет существовать при удовлетворении параметров пучка уравнению

$$\frac{J_{\pi}}{2\varepsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m} U_0} = \frac{e}{m} B_0^2 y_0, \qquad (2.147)$$

где J_n — ток единичной ширины пучка («погонная» плотность тока); B_0 — магнитная индукция; y_0 — полутолщина пучка; U_0 — потенциал средней плоскости.

С помощью однородного продольного магнитного поля можно ограничивать (или поддерживать в заданных границах) интенсивные пучки различной конфигурации. Однако ограничивающим системам с однородным магнитным полем присущи и недостатки, в первую очередь большой расход электроэнергии для питания соленоидов и большая масса самих соленоидов или постоянных магнитов, создающих однородное продольное поле. Эти недостатки становятся особенно заметными при ограничении высокопервеансных пучков, поскольку возрастание тока пучка в n раз требует для сохранения компенсации сил пространственного заряда увеличения магнитной индукции ограничивающего поля в n^2 раз [см. (2.122)]. Значительный выигрыш в габаритах и массе, а при использовании электромагнитов и в затрате электроэнергии получается за счет применения так называемых реверсивной и периодической магнитных фокусировок, получивших в настоящее время широкое распространение для ограничения высокопервеансных, главным образом осесим-



Рис. 2.32. Реверсивная система с постоянными магнитами

метричных электронных пучков. Рассмотрим принцип реверсивной фокусировки. Как было показано [см. уравнение (2.112)], радиальная фокусирующая



Рис. 2.33. Реверсивная система с компенсирующими выбросами

сила в однородном магнитном поле пропорциональна квадрату магнитной индукции и, следовательно, не зависит от направления поля. Эта особенность позволяет создать фокусирующие системы, в которых магнитное поле один или несколько раз изменяет направление на обратное (рис. 2.32). На рисунке показано распределение магнитной индукции в реальной реверсивной системе, образованной постоянными магнитами. Как видно, кривая B_0^2 имеет область с постоянным значением, где обеспечивается постоянство фокусирующей силы. Теоретически при мгновенном изменении в плоскости реверса направления поля на обратное значение B_0^2 было бы постоянным на всем протяжении и система с реверсами была бы полностью равнозначна по своему фокусирующему (ограничивающему) действию системе с однородным полем. В реальных системах по обе стороны плоскости реверса всегда имеется переходная область, в которой магнитная индукция меньше (в самой плоскости $B_0 = 0$), чем в области однородного поля.

Наличие переходной области приводит к возмущению пучка, так как из-за меньшей величины магнитной индукции радиальная фокусирующая сила оказывается недостаточной для компенсации расталкивающей силы пространственного заряда. В значительной мере этот эффект может быть ослаблен применением реверсивной системы с компенсирующими выбросами (рис. 2.33). В этой системе по обе стороны от плоскости реверса создается поле с индукцией, большей индукции вдали от плоскости реверса. В этом случае электроны пучка, проходя область с повышенным значением магнитной индукции, приобретают дополнительный импульс в сторону оси, что в значительной мере компенсирует расфокусирующее действие пространственного заряда в области с меньшей магнитной индукцией. Практически создание компенсирующих выбросов достигается приданием специальной формы магнитопроводам, а при использовании электромагнитов — увеличением числа витков катушек в области плоскости реверса.

Реверсивная фокусировка позволяет более эффективно использовать магнитное поле. Расчет показывает, что габариты и масса реверсивной системы примерно в $1/(n+1)^2$ раз меньше габаритов и массы ограничивающей системы с однородным полем (n — число реверсов).

При увеличении числа реверсов и сокращении длин областей с однородным полем реверсивная система переходит в систему периодической магнитной фокусировки. Интересно отметить, что она была предложена раньше, чем система реверсивной фокусировки.

Принципиально система периодической фокусировпредставляет собой последовательность расположенных вдоль кИ оси пучка собирающих электронных линз. Оптическая сила линз подобрана так, что входящий в линзу расходящийся за счет пространственного заряда пучок становится сходящимся. На некотором расстоянии от линзы пучок, пройдя плоскость кроссовера, снова становится расходящимся. В плоскости, где радиус расходящегося пучка достигает величины, которую он имел при входе в первую линзу, поместим вторую аналогичную линзу. Пучок снова станет сходящимся, будет иметь кроссовер и опять начнет расширяться. Расширяющийся пучок введем в третью линзу и т. д. Таким образом, с помощью последовательного ряда электронных линз можно сформировать длинный интенсивный пучок с волнистой границей. Соответствующим подбором оптической силы линз и их расположения удается свести волнистость границы к минимальной величине, т. е. сформировать с помощью системы периодической фокусировки устойчивый в общем случае пульсирующий интенсивный поток (рис. 2.34).

Хотя принципиально систему периодической фокусировки можно представить как последовательность электронных линз, в большинстве практических случаев фокусирующее действие отдельной линзы, входящей в эту систему, нельзя учитывать в отрыве от действия соседних линз. Это связано с тем, что период системы, т. е. расстояние между средними плоскостями соседних линз, не может быть достаточно большим — высокопервеансный пучок из-за действия силы кулоновского расталкивания расширился бы слишком сильно. При близком же расположении линз (малом периоде системы) неизбежно взаимное проникновение полей соседних линз. Кроме того, формулы геометрической электронной оптики для расчета параметров электронных линз становятся непригодными в случае интенсивных пучков. Поэтому при анализе систем периодической фокусировки обычно аппроксимируют истинное распределение магнитной индукции подходящей периодической функцией и рассчитывают траекторию электронов в периодическом поле с учетом действия пространственного заряда.

Система периодической магнитной фокусировки представляет собой последовательность расположенных вдоль оси магнитных линз, образованных короткими катушками или кольцеобразными постоянными магнитами с полюсными наконечниками (рис. 2.35); магнитные

поля в соседних линзах направлены встречно, т. е. линзы имеют противоположную полярность.

ţ

При этом в приосевой области создается знакопеременное периодическое (вдоль оси) магнитное



Рис. 2.34. Система периодической фокусировки



Рис. 2.35. Система периодической магнитной фокусировки

поле. В общем случае осесимметричной системы магнитная индукция изменяется как вдоль оси, так и по радиусу B = B(z, r). Одноко если радиус пучка в несколько раз меньше внутреннего радиуса полюсных наконечников линз, то с достаточной для практических целей степенью точности в области, занятой пучком, можно пренебречь зависимостью B от r, т. е. ограничиться параксиальным приближением и аппроксимировать приосевое распределение магнитного поля гармонической функцией:

$$B_0(z) = B(z_0 \ 0) = B_m \cos \frac{\pi}{L} \ z, \qquad (2.148)$$

где B_m — амплитудное значение магнитной индукции вдоль оси; 2L — период системы.

Для определения формы осесимметричного пучка в системе периодической магнитной фокусировки используем уравнение движения крайнего электрона в продольном магнитном поле (2.112).

Введем безразмерные координаты:

$$R = \frac{r}{r_{\rm cp}}, \quad Z = \frac{\pi}{L} z$$
 (2.149)

(r_{ср} — средний радиус пучка);

параметр магнитного поля:

$$\alpha = \frac{e}{64\pi^2 m} \frac{B_m^2 L^2}{U_0} = 2.8 \frac{B_m^2 L^2}{U_0}; \qquad (2.150)$$

129

параметр пространственного заряда пучка:

$$\beta = \frac{P}{4\pi^3 \varepsilon_0} \sqrt{\frac{2e}{m}} \left(\frac{L}{2r_{\rm cp}}\right)^2 1,53 \cdot 10^3 P \left(\frac{L}{2r_{\rm cp}}\right)^2; \quad (2.151)$$

параметр катодных условий:

$$k = \left(\frac{B_{\rm K}}{B_m/\sqrt{2}}\right) \left(\frac{r_{\rm K}}{r_{\rm cp}}\right)^2 \tag{2.152}$$

[см. выражение (2.133)].

В формулы (2.150), (2.151) значения длины следует подставлять в метрах, тока — в амперах, магнитной индукции — в гауссах.

Тогда при подстановке B₀(z) из (2.148) в (2.112) и использованием соотношений (2.149), (2.150), (2.151) и (2.152) получим уравнение движения крайнего электрона осесимметричного пучка в периодическом магнитном поле:

$$\frac{d^2R}{dZ^2} + \alpha \left(1 + \cos 2Z\right)R = \alpha \frac{k^2}{R^3} - \frac{\beta}{R}.$$
 (2.153)

Полученное нелинейное дифференциальное уравнение с периодическим коэффициентом является уравнением типа уравнения Матье. В канонической форме однородное уравнение Матье имеет вид

$$\frac{d^2y}{dx^2} + (a - 2q\cos 2x)y = 0.$$
 (2.154)



Рис. 2.36. Диаграмма устойчивости Матье

Уравнение Матье хорошо изучено; его решения могут быть найдены в виде рядов. Особенностью уравнения Матье является наличие устойчивых (сходящихся) и неустойчивых (расходящихся) решений в зависимости от соотношений параметров a и q. Области устойчивых и неустойчивых решений описываются так называемой d и a г p a м м o й у c т o й ч и b o c т и М a r b e (рис. 2.36), на которой цифрами 1, 2, 3 в кружках обозначены области устойчивости.

Сравнивая левую часть уравнения (2.153) с уравнением Матье, видим, что они совпадают при a = a. Кроме того, a и q канонического уравнения в этом случае связаны соотношением

$$a = 2q.$$
 (2.155)

Эта связь представлена на диаграмме устойчивости Матье (рис.2.36) прямой, проходящей через начало координат. Таким образом, получение стабильного пучка, как и в случае периодической электростатической фокусировки, возможно лишь при значениях параметра α , соответствующих областям устойчивости на диаграмме Матье. Как видно из рис. 2.36, первая область устойчивых решений соответствует значению параметра магнитного поля α от 0 до 0,66, вторая — от 1,72 до 3,76 и т. д. В большинстве практических случаев значение α лежит в пределах $10^{-2} - 10^{-1}$, т. е. имеется возможность получить стабильный поток в первой области устойчивости — при сравнительно небольшой магнитной индукции.

Приближенное решение уравнения (2.153) возможно в предположении малой волнистости потока, т. е. при подстановке

$$r = r_{\rm cp}(1+\delta), \quad R = 1+\delta,$$
 (2.156)

где δ ≪ 1 [ср. с формулой (2.131)].

При этом уравнение (2.153) может быть линеаризовано на основании приближенных соотношений

$$\frac{1}{R^3} \approx 1 - 3\delta, \quad \frac{1}{R} \approx 1 - \delta.$$
 (2.157)

Тогда для малых отклонений δ получим

$$\frac{d^2\delta}{dZ^2} + \alpha\delta\left(\cos 2Z + 1 + 3k^2 + \frac{\beta}{\alpha}\right) + \alpha\left(\cos 2Z + 1 + k^2 - \frac{\beta}{\alpha}\right) = 0.$$
(2.158)

Анализ уравнения (2.158) показывает, что в общем случае граница интенсивного пучка в периодическом магнитном поле представляется волнистой линией. При этом отклонения радиуса пучка от среднего значения зависят не только от соотношения I, U_0 , B_m , k[a, β , k в уравнении (2.158)], как для фокусировки в однородном поле [cp. с выражением (2.143)], но и от характера изменения магнитного поля вдоль оси, учитываемого членами с соз 2*Z*. В отличие от ограничения интенсивного пучка однородным продольным магнитным полем при ограничении периодическим полем расталкивающее действие пространственного заряда пучка компенсируется магнитным полем не в любой момент времени, а лишь в среднем за период. Поскольку фокусирующая сила в осесимметричном поле пропорциональна B_0^2 [см. уравнение (1.86)], в периодическом поле она достигает максимального значения дважды за период и дважды за период обращается в нуль (рис. 2.37).

Вблизи максимумов B_0^2 фокусирующая сила превышает силу кулоновского расталкивания — пучок сжимается, вблизи $B_0^2 = 0$ преобладает сила пространственного заряда — пучок расширяется. Только в четырех точках за период при $|B_0(z)| = B_m/\sqrt{2}$ фокусирующая магнитная сила компенсирует дефокусирующую силу пространственного заряда — eE_r .

Таким образом, вследствие того что компенсация силы кулоновского расталкивания магнитным полем осуществляется лишь в среднем за период, при использовании периодической магнитной фокусировки получить гладкую границу пучка (параллельный пучок) принципиально невозможно. Поэтому понятие равновесного радиуса пучка в периодическом поле теряет смысл и для оценки пучка вводят понятие среднего радиуса $r_{\rm cp}$.

Условно изменение радиуса пучка можно считать суперпозицией пульсаций, определяемых, как при ограничении однородным полем, параметрами пучка (включая начальные условия), а также средне-



Рис. 2.37. Баланс сил в системе периодической магнитной фокусировки

квадратичным значением магнитной инлукции волнистости. И определяемым периодическим изменением магнитного поля. Амплитуда и период пульсаций зависят от соотношения параметров пучка и магнитного поля, период волнистости вдвое меньше периода изменения магнитного поля, что физически ясно из ранее изложенного и формально следует из наличия в уравнении движения (2.153) членов с соз 22.

Соответствующим выбором соотношения параметров пучка, среднеквадратичного значения магнитной индукции и начальных условий, как и в случае однородного поля, пульсации можно свести к минимуму. Из анализа уравнения (2.158) следует, что минимальные пульсации будут при выполнении условия

$$1 - k^2 - \frac{\beta}{\alpha} = 0. \tag{2.159}$$

При полностью экранированном катоде (k = 0) это условие приводит к равенству $\beta = \alpha$. Приравнивая α и β , можно найти оптимальное значение магнитной индукции, обеспечивающее получение пучка с наименьшими пульсациями. Из выражений (2.150) и (2.151) имеем

$$\left(\frac{B_m}{\sqrt{2}}\right)^2 = B_{\rm solp}^3 = \frac{\sqrt{2}}{\pi\epsilon_0} \left(\frac{e}{m}\right)^{3/2} \frac{l}{U_0^{1/2} r_{\rm cp}^2} = 69 \frac{l}{U_0^{1/2} r_{\rm cp}^2}, \quad (2.160)$$

где величины имеют следующие размерности: $B(\Gamma c)$, I(A), $U_0(B)$, $r_{cp}(M)$.

Расчеты с помощью ЭВМ показывают, что формула (2.160) справедлива при значениях α и β , не превышающих примерно 0,2. В случае больших значений α и β минимальные пульсации получаются при $\alpha > \beta$ (рис. 2.38). На рисунке приведены также графики оптимальных соотношений параметров α и β для $k \neq 0$, т. е. для частично экранированного катода пушки.

Для получения минимальных пульсаций, кроме указанного оптимального соотношения параметров α и β, необходимо достаточно точное выполнение начальных условий ввода пучка в периодическую магнитную систему. Интересно отметить, что характер пульсаций при невыполнении оптимального соотношения α/β зависит от величины этого соотношения. При $\beta < \alpha$ пульсации направлены внутрь пучка, при $\beta > \alpha$ — наружу (рис. 2.39). Следовательно, при необходимости провести пучок через канал заданного сечения целесообразно иметь $\alpha > \beta$, так как при этом контур пучка не будет выходить за пределы $r_{\rm cp}$ (пульсации направлены внутрь пучка).



Рис. 2.38. Оптимальные соотношения параметров α и β



Рис. 2.39. Зависимость контура пучка от отношения β/α

Периодически изменяющееся магнитное поле может быть применено и для ограничения (фокусировки) ленточного пучка. Анализ, аналогичный проведенному для осесимметричного пучка, показывает, что и для ленточного пучка при определенных соотношениях параметров пучка и магнитного поля возможно получение устойчивого потока с волнистой границей.

Ограничение расширения интенсивного пучка может быть осуществлено также электростатическим полем. В этом случае возможны два способа ограничения: 1) использование последовательности электростатических линз — периодическая электростатическая фокусировка; 2) использование принципа Пирса.

Рассмотрим второй способ на примере ограничения сплошного осесимметричного пучка. В неограниченном ламинарном потоке со скоростями электронов, параллельными оси потока (OZ), распространяющемся между двумя плоскостями, перпендикулярными оси OZ, с одинаковым потенциалом U_a распределение потенциала описывается уравнением (2.50), т. е. внутренняя задача имеет аналитическое решение.

Если из неограниченного потока «вырезать» круговой цилиндр с радиусом r₀ и образующими, параллельными оси OZ, заменив по

методу Пирса действие отброшенной части потока действием поля, создаваемого фокусирующими электродами, то, очевидно, полученный цилиндрический пучок сохранит свою форму.

Для нахождения формы и потенциалов фокусирующих электродов необходимо решить внешнюю задачу с граничными условиями

$$\frac{\partial U}{\partial r}\Big|_{r=r_0} = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial \psi}\Big|_{r=r_0} = 0 \tag{2.161}$$

и U(z), определяемым уравнением (2.50).

Поле, создаваемое фокусирующими электродами (вне пучка), удовлетворяет уравнению Лапласа, которое при $U_{\rm M}/U_{\rm a} > 0,7$ и аппроксимации продольного распределения потенциала на граничной поверхности пучка приближенным выражением

$$U(z)_{r=r_0} \approx U_{\rm M} + Cz^2,$$
 (2.162)

где U_м — потенциал в минимуме (в «средней» плоскости пучка);

$$C = \frac{4}{d^2} (U_{\rm a} - U_{\rm M}); \qquad (2.163)$$

d — длина пучка, имеет аналитическое решение вида

$$\left(\frac{z}{d}\right)^2 = \left(\frac{r_0}{d}\right)^2 \left[\frac{-(r/r_0)^2 - 1}{2} - \ln\frac{r}{r_0}\right] + \frac{U - U_{\rm M}}{4(U_{\rm R} - U_{\rm M})}.$$
 (2.164)

С помощью уравнения (2.164) можно рассчитать семейство эквипотенциалей и по одной эквипотенциальной поверхности расположить фокусирующий электрод с соответствующим потенциалом. Форма эквипотенциальных поверхностей (в сечении меридиональной плоскостью) для случая $U_{\rm M}/U_{\rm a} = 0.73$ показана на рис. 2.40. Особенностью такой ограничивающей системы является угол наклона эквипотенциали ($U = U_{\rm M}$) к границе пучка, равный 45°.

Располагая вдоль пучка последовательность электродов с потенциалами U_a (в виде коротких цилиндров) и U_m — в виде колец с внут-



Рис. 2.40. Поле, обеспечивающее устойчивость осесимметричного пучка

ренним краем, скошенным под углом 45° к границе пучка, можно создать систему, обеспечивающую существование протяженного пучка, имеющего слегка волнистую границу.

Как было указано, система периодической электростатической фокусировки может быть образована последовательностью электростатических электронных линз. Практически такие системы образуются либо последовательностью диафрагм с чередующимися величинами потенциала, либо чаще последовательностью одиночных (обычно однопотенциальных) линз.

Характерной особенностью системы периодической фокусировки, образованной

последовательностью одиночных линз (рис. 2.41), является возможность соответствующим подбором геометрических соотношений электродов получить необходимый фокусирующий эффект (оптическую силу одиночных линз) при потенциале средних электродов



Рис. 2.41. Ограничивающая система, образованная последовательностью одиночных (однопотенциальных) линз

линз, равном нулю. При этом система *f/t* становится последовательностью однопотенциальных линз и отпадает необходимость в дополнительном источнике фокусирующего напряжения — средние электроды просто соединяются с катодом *б* пушки.

В случае однопотенциальных линз параметры линзы однозначно определяются геометрическим соотношением электродов и могут быть легко оценены, например, приближенным формулам (1.150),по (1.151) при $U_2 = 0$ или (более точно) по графикам рис. 2.42. Если предположить, что линзы тонкие, а движение электронов в пространстве между линзами определяется только действием пространственного заряда (кулоновской силой расталкивания), то можно сравнительно просто установить связь между параметрами линз



Рис. 2.42. Зависимость фокусного расстояния однопотенциальной линзы от геометрических соотношений

и пучка, т. е. приближенно рассчитать фокусирующую систему.

: Допустим, что заданы следующие параметры пучка: первеанс P, минимальный радиус $r_{\rm M}$ и период L (см. рис. 2.41). По этим величинам можно найти радиус пучка $r_{\rm 0}$ в средней плоскости линзы и угол наклона γ к оси граничной траектории, используя графики рис. 2.3 или приближенные выражения:

$$r_{0} \approx r_{M} (1 + 0.25z^{2} - 0.017z^{2}), \qquad (2.165)$$

$$r_{M} = z = \left(\frac{P}{2\pi\varepsilon_{0}}\sqrt{\frac{2e}{m}}\right)^{1/2} \frac{L}{2r_{M}} = 0.174 \frac{\sqrt{P} L}{2r_{M}}, \qquad (2.166)$$

$$tg \gamma \approx 0.174 \sqrt{P \ln \frac{r_{0}}{r_{M}}}. \qquad (2.166)$$

По полученному значению у находят необходимый угол преломления граничной траектории пучка в одиночной линзе:

$$\alpha = 2\gamma. \tag{2.167}$$

Кроме того, угол преломления однозначно определяется фокусным расстоянием линзы:

$$2\gamma = r_0/f.$$
 (2.168)

Выбрав из конструктивных соображений два размера электродов линзы, например толщину *b* среднего электрода и расстояние *l* между крайними электродами, а также определив фокусное расстояние *f* по формуле (2.168), из графиков рис. 2.42 можно найти третий размер линзы — диаметр *D* отверстия внутреннего электрода. Более точные результаты получаются при учете сферической аберрации линз.

Поскольку расчет систем периодической электростатической фокусировки основывается на приближенных соотношениях, окончательную геометрию электродной системы обычно уточняют в результате траекторного анализа, который сводится к решению самосогласованной задачи с помощью ЭВМ.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

ГЛАВА З

ПРИЕМНИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРИЕМНИКОВ

§ 3.1. Приемники электромагнитного излучения оптического диапазона

Приемниками оптического излучения являются приборы, предназначенные для обнаружения и измерения электромагнитного излучения оптического диапазона и непосредственного преобразования его в электромагнитную энергию. Принцип действия этих приемников основан на преобразовании энергии излучения в другие ее виды.

Спектр электромагнитного излучения состоит из трех основных областей:

 корпускулярного излучения высоких энергий и частот, происходящего за счет процессов в ядрах атомов и при их бомбардировке;

2) радиоволн длиной от сотен метров до миллиметров, возникающих в цепях с сосредоточенными или распределенными параметрами;

3) промежуточной области атомно-молекулярного излучения с волновыми и корпускулярными свойствами. Эта область, состоящая из инфракрасного, видимого и ультрафиолетового участков спектра, называется о п т и ч е с к о й. Такое обобщение основывается не только на близости расположения указанных участков в спектре и общности процессов излучения, но и на сходстве принципов построения аппаратуры, используемой для фокусировки излучения (линзы, зеркала, призмы и т. д.).

Оптический спектр излучения занимает диапазон $5 \cdot 10^{-3} - 10^3$ мкм. Ультрафиолетовый спектр излучения характеризуется длинами волн $5 \cdot 10^{-3} - 0,4$ мкм, видимый спектр 0,4-0,76 мкм, а инфракрасный спектр $0,76-10^3$ мкм. Спектр электромагнитного излучения иногда представляют в виде октав, интервалов изменения частоты или длины волны в два раза. Видимый спектр имеет приблизительно одну октаву, ультрафиолетовый спектр — пять, а инфракрасный спектр — десять октав. В ультрафиолетовом спектре выделяют наиболее коротковолновую его часть — вакуум ный у льт рафиолет ($\lambda < 0,2$ мкм). Излучение этих длин волн поглощается атмосферой, поэтому работать с ним можно только в вакууме. Инфракрасный спектр излучения подразделяют на три части: близкий (0,76-1,5 мкм), с редний (1,5-5,6 мкм) и далекий (5,6-1000 мкм). Далекий инфракрасный спектр излучения перекрывается миллиметровым радиодиапазоном, далекий вакуумный ультрафиолет — рентгеновским излучением. В областях перекрытия излучение называют по способу его возбуждения.

Электромагнитное излучение оптического диапазона рассматривают как волновой процесс или как поток элементарных частиц, называемых фотон а ми. Энергия фотона монохроматического излучения с длиной волны λ определяется формулой

$$W = hv = hc/\lambda = 1236/\lambda, \qquad (3.1)$$

где W — энергия фотона, эВ; h — постоянная Планка, Дж • с; у — частота излучения, Гц; c — скорость света, см/с; λ — длина волны, нм.

При расчетах, например, квантового выхода, скорости генерации носителей заряда в полупроводнике необходимо знать количество фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени. Связь между мощностью монохроматического излучения, падающего на единицу поверхности (плотностью потока излучения Φ_{λ}), и количеством фотонов N, падающих на единицу поверхности в единицу времени, выражается соотношением

$$N = \Phi_{\lambda} / W = \Phi_{\lambda} / h_{\lambda} = 5,035 \cdot 10^{12} \lambda \Phi_{\lambda}, \qquad (3.1a)$$

где λ измеряется в нм, а Φ_{λ} — в мВт/см².

Источники излучения оптического диапазона по принципу действия и спектру излучения можно подразделить на четыре группы:

1) тепловые источники излучения, в которых тепловая энергия непосредственно превращается в лучистую. Эти источники имеют непрерывный спектр излучения, форма которого определяется материалом и температурой нагретого тела. Идеальным тепловым излучателем является абсолютно черное тело, имеющее наибольшую мощность излучения при данной температуре для всех длин волн по сравнению с другими реальными тепловыми излучателями (рис. 3.1). Наиболее распространенным реальным тепловым излучателем является лампа с вольфрамовой нитью накаливания. К тепло-



Рис. 3.1. Спектральные характеристики плотности потока излучения абсолютно черного тела (1-3) и накаленной вольфрамовой нити (1'-3') при трех значениях температуры

вым относятся также природные источники — Солнце, Луна, планеты, звезды и т. д.;

2) электролюминесцентные источники излучения, генерирующие излучение вследствие люминесценции, возникающей при прохождении электрического тока через газ или пары металла. Их спектр излучения, как правило, линейчатый. К этим источникам относятся различные газосветные лампы — цезиевые, ртутные, криптоно-ксеноновые, импульсные с инертным газом и т. д.;

3) источники смешанного излучения, вкоторых одновременно наблюдается излучение электролюминесцентного и теплового источников. К ним относятся, например, ртутные лампы высокого и сверхвысокого давления, электрические дуговые лампы;

4) квантовомеханические источники излучения, использующие вынужденное излучение атомов и молекул под действием внешнего электромагнитного излучения. Испускаемое излучение когерентное и отличается высокой степенью монохроматичности.

Для получения излучения на небольшом участке вакуумного ультрафиолета ($\lambda = 200-100$ нм) используют искровой разряд. В области ближнего ультрафиолета ($\lambda = 400-220$ нм) обычно применяют ртутную кварцевую лампу, в излучении которой содержится большое число спектральных линий, в видимой части спектра — лампы накаливания, в инфракрасной области — излучение абсолютно черного тела с температурой 573, 500 и 373 К.

В зависимости от характера поглощения приемники лучистой энергии подразделяют на две большие группы: т е п л о в ы е, у которых при взаимодействии излучения с веществом наблюдается увеличение энергии (температуры) системы решетка — электрон, и ф о т о э л е кт р о н н ы е (ф о т о э л е к т р и ч е с к и е), у которых поглощение веществом отдельных фотонов излучения приводит к образованию, например, возбужденного (горячего) электрона и переводу его на более высокие энергетические уровни.

Поскольку оба типа приемников реагируют на излучение различным образом, их свойства неодинаковы. Тепловые приемники неселективные, так как все поглощенное ими излучение преобразуется в тепловую энергию. Фотоэлектронные приемники селективные, ибо они реагируют только на количество тех поглощенных фотонов излучения, энергия которых превышает определенную минимальную величину. В тепловых приемниках используются физические свойства вещества, изменяющиеся при его нагревании излучением. Такой двухступенчатый процесс преобразования энергии делает тепловые приемники более инерционными, чем фотоэлектронные.

Эффект расширения тел при нагревании применяется в тепловых индикаторах — экстензометрах (газовых термометрах). На дифференциальном испарении масляной пленки основана работа эвапорографа. В радиометрах используется влияние нагретой поверхности на кинетические свойства разреженных газов. На принципе изменения давления газа за счет нагревания пленки построены оптико-акустические и пневматические индикаторы.

Однако наиболее широкое распространение получили тепловые индикаторы, изменяющие свои электрические свойства при изменении температуры чувствительного слоя. К ним относятся термоэлементы болометры, терморезисторы, а также пироэлектрические приемники излучения. Работа пироэлектрических приемников основана на пироэлектрическом эффекте, изменении поляризации пироактивного кристалла при облучении его модулированным потоком излучения.

Термоэлементы являются родоначальниками приемников излучения. Принцип их действия основан на явлении термоэлектрического

эффекта. Сущность его состоит в том, что при наличии разности температур у двух спаев, образованных двумя разнородными материалами, создается термоэлектродвижущая сила (термо-э. д. с.) и в цепи между этими спаями возникает электрический ток.

Интегральная чувствительность металлических термоэлементов лежит в пределах от 3 до 5 мкВ/мкВт, у полупроводниковых термоэлементов она достигает нескольких десятков микровольт на микроватт.

Величины пороговых потоков, измеряемые термоэлементами, лежат в пределах от 10⁻⁸ до 10⁻¹¹ Вт и практически не зависят от длины волны принимаемого излучения. Возможность усиления малых термо-э. д. с., возникающих при обнаружении слабых потоков излучения, ограничивается низким собственным сопротивлением термоэлемента и флуктуационными шумами.

В болометрах и терморезисторах под действием поглощенного излучения изменяется сопротивление их чувствительных элементов. В болометрах чувствительным элементом является тонкая пленка, нанесенная на изоляционную подложку, в терморезисторах — объемные полупроводниковые элементы. Чувствительность этих приемников зависит от температурного коэффициента сопротивления материала элемента. Лучшие результаты получаются в случае применения веществ, обладающих большим температурным коэффициентом сопротивления.

В зависимости от используемого материала различают следующие четыре группы болометров: металлические, полупроводниковые, диэлектрические и сверхпроводящие. У полупроводниковых материалов температурный коэффициент сопротивления отрицателен и его абсолютная величина на порядок больше, чем у металлов. Поэтому полупроводниковые болометры по сравнению с металлическими обладают большей чувствительностью.

С помощью современных болометров можно фиксировать изменение температур до 10^{-7°}С и обнаруживать лучистые потоки порядка 10⁻¹⁰ Вт даже у длинноволновой границы оптического диапазона.

Оценивая класс тепловых индикаторов, необходимо отметить, что в областях оптического диапазона излучения, где могут работать фотоприемники, тепловые индикаторы в силу их инерционности, худших конструктивных и эксплуатационных качеств почти не применяются. Однако тепловые приемники являются пока единственными приемниками, с помощью которых производят обнаружение и измерение лучистого потока в далекой инфракрасной области у границы оптического диапазона. Кроме того, тепловые индикаторы, являясь неселективными приемниками излучения, широко используют для измерения спектрального распределения потока излучения различных источников, без чего невозможна градуировка спектральной аппаратуры.

В основе действия другого общирного класса приемников излучения лежит фотоэлектрический эффект — процесс полного или частичного освобождения заряженных частиц в веществе в результате поглощения фотонов. Переходы электронов, совершаемые в результате поглощения фотонов излучения оптического диапазона, называются о п т и ческими переходами, поглощение излучения этой области — о п т и ческим поглощение м. Рабочему оптическому диапазону электромагнитного излучения соответствуют энергии фотонов от сотых долей до несколько десятков электронвольт. Так, например, для $\lambda = 100$ нм hv = 12,3 эВ. Поглощение таких сравнительно небольших порций энергии возможно лишь электронами, принадлежащими самым верхним энергетическим зонам: зоне проводимости, промежуточным локальным уровням и валентной зоне.

Если в результате оптического поглощения возбужденный электрон окажется вблизи поверхности на достаточно высоком энергетическом уровне, чтобы преодолеть потенциальный барьер на границе поверхности тела с вакуумом, то такой электрон может покинуть вещество и выйти в вакуум. Подобное явление называют в н е ш н и м ф о т о э ф ф е к т о м или ф о т о э л е к т р о н н о й э м и с с ие й. Внешний фотоэффект может наблюдаться при облучении металлических, полупроводниковых и диэлектрических поверхностей.

Фотоэлектронная эмиссия используется в вакуумных и газонаполненных фотоэлементах, фотоэлектронных умножителях, передающих телевизионных трубках, электронно-оптических преобразователях. Эти приемники под воздействием падающего потока излучения и приложенного к электродам напряжения пропускают фототок только в одном направлении.

Процесс частичного освобождения носителей заряда без выхода их за пределы облучаемого тела или процессе перераспределения этих носителей по энергетическим уровням в результате поглощения электромагнитного излучения называется в нутренним фотоэ ф ф е к т о м. В металлах внутренний фотоэффект не наблюдается. Излучение оптического диапазона в металлах поглощается только электронами проводимости. Приобретенная ими энергия мгновенно расходуется при столкновении с другими электронами проводимости, концентрация которых очень велика (10²³ см⁻³). Внутренний фотоэффект присущ только полупроводникам и диэлектрикам.

Одним из проявлений внутреннего фотоэффекта является изменение электрического сопротивления полупроводника под действием оптического излучения фоторезистивный эффект (эффект фотопроводимости). Если в результате поглощения фотонов образуется пара неравновесных носителей заряда — электрон и дырка, то такой процесс носит название собственной фотопроводимость полупроводника, обусловленная ионизацией атомов донорной или акцепторной примеси, возникающей под действием оптического излучения, является примесной фотопровод и мостью. При этом генерируются свободные носители заряда только одного знака — электроны или дырки. В примесном полупроводнике возможно также образование пар неравновесных носителей заряда — собственная фотопроводимость.

Фотоэлектрические полупроводниковые приемники излучения (ФЭПИ), основанные на фотопроводимости, называют фоторези-

с торами. Фоторезисторы не обладают вентильными свойствами и пропускают ток одинаково во всех направлениях.

Другое проявление внутреннего фотоэффекта наблюдается в структурах, в которых за счет действия поля происходит пространственное разделение фотовозбужденных электронно-дырочных пар. Электроны и дырки дви-



Рис. 3.2. Схема образования фотодиффузионной э.д.с. при неравномерном облучении однородного полупроводника с большим показателем поглощения жутся в противоположных направлениях, создается объемный заряд и, следовательно, фотоэ.д.с. В зависимости от того, имелось ли внутреннее локальное поле в полупроводнике до его образовалось ли оно в процессе облучения. облучения или на проводник действует внешнее поле, различают несколько видов фото-э. д. с. Так, например, в полупроводнике с электронно-дырочным переходом за счет неоднородности полупроводника создается внутреннее электрическое поле независимо от облучения. Внутреннее электрическое поле может образоваться без облучения и на границе раздела металл полупроводник (барьер Шоттки). Образование фото-э. д. с. в неоднородной полупроводниковой структуре, происходящее в резульфотовозбужтате разделения денных носителей заряда внутренним электрическим полем,

называется фотогальваническим (фотовольтаическим) эффектом.

При неравномерном освещении однородного полупроводника возникающие токи диффузии за счет разной подвижности электронов и дырок нарушают его нейтральность. Приповерхностная область полупроводника заряжается положительно по отношению к объему. В полупроводнике появляются электрическое поле и э. д. с. (ф о т одиф ф у з и о н н а я э. д. с.) (рис. 3.2). Такой вид образования фото-.э.д.с. называется диф ф у з и о н н ы м ф о т о э ф ф е кт о м или э ф ф е к т о м Д е м б е р а, который имеет малое практическое значение.

В полупроводнике, помещенном в магнитное поле, под действием излучения возникает фотомагнитоэлектрическая э. д. с., если магнитное поле направлено перпендикулярно потоку диффундирующих частиц (рис. 3.3). Фотомагнитоэлектрический эффект используют для создания фотомагнитных приемников излучения. Этот эффект впервые был обнаружен в 1934 г. советсткими учеными И.К. Кикоином и М. М. Носковым, поэтому он назван их именами.

Известен также фотопьезоэлектрический эффект — возникновение разности потенциалов при освещении односторонне сжатого полупроводника.

Эффект образования фото-э. д. с. за счет фотонного давления, который характеризуется высоким быстродействием (10⁻¹⁰—10⁻¹¹ с), по своей природе существенно отличается от описанных. Сущность этого эффекта заключается в том, что в результате фотонного давления возникает упорядоченное движение равновесных носителей заряда и образуется э. д. с. в направлении падения излучения.

Наибольшее техническое значение имеет фотогальванический эффект. Фотоприемник, принцип действия которого основан на фотогальваническом эффекте, называется фотогальваническим и

приемником излучения. Преимуществом фотогальванических приемников является возможность использования ИХ без напряжения — фотовнешнего источника гальванический режим. Солнечные фотоэлементы, предназначенные для преобразования энергии солнечного излучения в электрическую, работают исключительно в фотогальваническом режиме.

Фотогальванический приемник, имеющий структуру полупроводникового диода, называют фотодиодом. Фотодиоды в зависимости от назначения могут работать с внешним источником напряжения — фотодиодный режим и без источника напряжения — фотогальванический режим. Фото-



Рис. 3.3. Схема образования фотомагнитоэлектрической э.д.с.

приемники, использующие фотогальванический эффект и различные принципы внутреннего усиления фототока, всегда работают с внешним источником напряжения. К ним относятся лавинный фотодиод, фототранзистор, полевой фототранзистор, фототиристоры и другие приборы.

Фотоприемники на основе внутреннего фотоэффекта могут быть выполнены с одним или несколькими чувствительными элементами. Эти элементы располагают в виде одной или двух линеек с зазорами до 10 мкм, либо в виде матрицы. Возможны более сложные схемы расположения элементов. При большом числе чувствительных элементов фотоприемник является преобразователем изображения и в этом смысле выполняет функцию аналога передающей телевизионной трубки. Многоэлементные фоточувствительные структуры представляют собой одно из наиболее актуальных направлений разработок приемников излучения. Оно включает в себя как обычную фотоэлектронику, так и различные аспекты микроэлектроники.

Фотоэлектронные приемники лучистой энергии находят все большее применение в различных областях науки и техники, в том числе в космических исследованиях, ядерной физике и т. д. Особенно расширились области применения фотоэлектронных приборов в последнее время в связи с созданием их полупроводниковых аналогов и управляемых источников излучения на основе твердого тела, оптических квантовых генераторов. Фотоэлектронные приборы используют в фотометрических измерительных устройствах (люксметрах, яркометрах, экспонометрах, спектрофотометрах), фотоэлектронных реле, предназначенных для автоматизации и контроля производственных процессов, звуковом кино и телевидении. Фотоэлектронные устройства с электронно-оптическими преобразователями и передающими телевизионными трубками применяют в приборах ночного видения, для медицинских исследований. Фотоэлектронные приборы используют также в счетных, запоминающих и записывающих устройствах, в системах оптической связи на лазерах, в оптоэлектронике. Фотоприемники, в которых происходит непосредственное преобразование лучистой энергии в электрическую, являются источниками питания космических и наземных объектов.

С помощью фотоэлектронных приборов приходится проводить измерения слабых постоянных потоков излучения и модулированных с высокой частотой, а также мощных импульсов излучения и исследовать маломощные быстропротекающиенерегулярные процессы. Выявление свойств разнообразных типов фотоэлектронных приемников и их эффективности в различных установках производят по их характеристикам и параметрам.

§ 3.2. Основные параметры фотоприемников

Чувствительность. В общем случае чувствительность фотоприемника определяется отношением величины электрического сигнала на выходе к единице падающего потока излучения на входе. Так как фотоэлектронные приборы являются селективными приемниками и работают в широком диапазоне электромагнитного излучения, то при определении чувствительности оговаривают качество излучения. Вводят термины интегральной Sинт и монохроматической s_{λ} чувствительности. Под монохроматической чувствительностью *s*_λ подразумевают чувствительность фотоприемника к монохроматическому потоку излучения Φ_{λ} , измеряемому в ваттах. Интегральную чувствительность з_{инт} определяют как чувствительность фотоприемника к немонохроматическому излучению заданного спектрального состава. Величина интегральной чувствительности зависит от спектрального распределения мощности излучения источника, поэтому говорить о ней имеет смысл лишь с указанием типа излучателя. Интегральную чувствительность измеряют по отношению к излучению эталонных источников, поток излучения которых может быть выражен в энергетических (Вт) или световых (лм) единицах. Для фотоэлементов с внешним фотоэффектом и других приемников, чувствительных в видимой области спектра, измерение интегральной чувствительности чаще всего производят с источником типа А [газонаполненная лампа накаливания с вольфрамовой нитью и цветовой температурой $T = (2856 \pm 10)$ K]*, относительное спектральное распределение мощности излучения которого представлено на рис. 3.4 (кривая 1). Мощность излучения источника этого типа, обычно оце-

[•] ГОСТ 7721-76.
ниваемую по зрительному ощущению, называют световым потоком и измеряют в люменах. При этом из всего спектра излучения источника типа А учитывают только ту часть потока излучения (кривая 3), которая ограничивается спектрально характеристикой относительной чувствительности глаза v (λ) (кривая 2). Световой поток Ф определяется выражением





Рис. 3.4. Относительные спектральные характеристики потока излучения источника типа A (1), чувствительности глаза (2) и излучения источника типа A, редуцированного к чувствительности глаза (3)



Рис. 3.5. Относительное спектральное распределение плотности излучения абсолютно черного тела при T = 573 K (l), T = 500 K (2) и T = 373 K (3)

где $v_{\lambda max}$ — абсолютное максимальное значение монохроматической чувствительности глаза, 683 лм/Вт; $\Phi_{\lambda max}$ — абсолютное максимальное значение спектрального распределения мощности излучения, Вт; λ_1 и λ_2 — пределы интегрирования.

В общем случае пределы интегрирования λ_1 и λ_2 берут от 0 до ∞ , так как они являются универсальными и включают в себя все возможные варианты границ потоков излучения источника, видимого спектра, чувствительности фотоприемника, пропускания его оболочки. Такой подход справедлив, поскольку интеграл обращается в нуль при любой другой длине волны, если какая-нибудь функция подынтегрального выражения при этой длине волны равна нулю.

Для приемников лучистого потока, чувствительных в длинноволновой области спектра, главным образом для фоторезисторов, эталонным источником излучения является абсолютное черное тело с температурой 573, 500 и 373 К, относительное спектральное распределение плотности излучения которого представлено на рис. 3.5.

На практике в зависимости от измеряемой электрической величины пользуются понятиями токовой *s*₁ или вольтовой *s*₀ чувствительности. Для определения вольтовой чувствительности (чувствительности по напряжению) необходимо измерить напряжение фотосигнала $U_{\rm H}$ с нагрузки при рабочем напряжении на фотоприемнике U (рис. 3.6).

Интегральная вольтовая чувствительность

$$s_{U \text{ HBT}} = U_{\text{H}} / \Phi, \qquad (3.3)$$





Рис. 3.6. Электрическая схема фотоприемника

в конкретной схеме его включения. Токовую чувствительность определяют как в рабочем режиме, так и в условиях измерения собственных параметров, т. е. без нагрузки. В последнем случае токовая чувствительность, являясь собственным параметром фотоприемника, характеризует непосредственно его качество. Параметры токовой или вольтовой чувствительности, измеренные в реальной схеме, находятся в прямой зависимости от токовой чувствительности фотоприемника.

В зависимости от способа определения чувствительности различают с татическую и дифференциальную чувствительности. Статическую чувствительность s_c определяют как отношение постоянных значений измеряемых величин, дифференциальную чувствительность s_{π} — как отношение малых приращений измеряемых величин. В случае линейной зависимости между входным и выходным сигналами статическая и дифференциальная чувствительности совпадают. Соответственно выражения для статической и дифференциальной интегральных токовых чувствительностей записываются в виде

$$s_{I \text{ HBT. c}} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi}, \qquad (3.4)$$

$$s_{f \text{ инт. } \mu} = \frac{\Delta I_{\Phi}}{\Delta \Phi}$$
(3.5)

У некоторых фотоприемников (фоторезисторов) чувствительность зависит от величины напряжения, подаваемого на приемник. При этом вводят параметр у дельной чувствительность, отнесенную к напрякоторый представляет собой чувствительность, отнесенную к напряжению U, подаваемому на приемник. На основании определения можно написать выражение для удельной интегральной токовой чувствительности*:

$$s_{I \text{ HAF. yd}} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi U} \cdot \tag{3.6}$$

^{*} Термин «чувствительность» — интегральная или монохроматическая, токовая или вольтовая, статическая или дифференциальная, удельная и т. д. может употребляться в различных сочетаниях. Далее часть индексов опускается.

Введение этого параметра наиболее целесообразно тогда, когда между током фотоприемника и напряжением питания имеется линейная зависимость.

Квантовый выход или квантовая эффективность. Большое значение для характеристики фотоэлектрических свойств фоточувствительного слоя приемника имеет чувствительность, выраженная количеством эмиттируемых электронов n или числом носителей заряда, образуемых под действием падающих или поглощенных фотонов N монохроматического излучения. Такая чувствительность, называемая к в а н т о в ы м в ы х о д о м или к в а н т о в о й э ф ф е к т и вн о с т ь ю Y, соответствует понятию монохроматической чувствительности s_{λ} . Между монохроматической токовой чувствительностью и квантовым выходом существует определенная взаимосвязь, которая для внешнего фотоэффекта с учетом выражения (3.1a) приобретает вид

$$Y = \frac{n}{N} = \frac{I_{\lambda} / e}{\Phi_{\lambda} / h_{\nu}} = s_{\lambda} \frac{hc}{e\lambda} = 1236 \frac{s_{\lambda}}{\lambda}, \qquad (3.7)$$

$$s_{1} = 0.807 \cdot 10^{-3} Y \lambda,$$
 (3.8)

где I_{λ} — ток A; e — заряд электрона, Кл; s_{λ} — монохроматическая чувствительность, А/Вт; λ — длина волны, нм;

Шумы. Минимальный поток излучения, который может быть обнаружен фотоприемником, ограничивается флуктуациями, называемыми шумами. В отсутствие шума можно измерить сколь угодно малые потоки излучения с беспредельной точностью. Однако на выходе фотоприемника всегда имеется хаотический сигнал со случайными амплитудой и частотой (даже в отсутствие сигнала на входе), обусловленный дискретностью большинства физических процессов. преобразуемых в фотоприемниках. Например, электрический ток в цепи фотоэлемента представляет собой поток электронов, каждый из которых несет дискретный электрический заряд. Колебания в скорости, с которой электроны покидают фотокатод и достигают анода, воспринимаются как флуктуации тока или напряжения и являются одной из причин шума. Электрические шумы определяются случайными процессами. Предсказать величину шумов в заданный момент времени невозможно, поэтому для определения вероятных значений амплитуды шумов необходимо пользоваться статистическими методами. Статистический подход объединяет в единой теории различные виды флуктуаций и явления шума. Величину флуктуаций принято оценивать дисперсией v2, т. е. средним значением квадрата отклонения случайной величины v от ее среднего значения V о за временной интервал т. протяженность которого значительно больше периода флуктуаций (рис. 3.7). Математически это выражается соотношением

$$\overline{v^2} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau (v - V_0)^2 dt.$$

K

Среднеквадратичные значения флуктуаций напряжения $V \overline{U^2}$ на нагрузке в цепи фотоприемника и тока $V \overline{I^2}$ фотоприемника в указанной полосе частот определяют соответственно н а п р я ж е н и е ш у м а $U_{\rm m}$ и ток ш у м а $I_{\rm m}$ и являются параметрами фотоприемников.

Шумы, появляющиеся в системах с фотоприемниками, зависят не только от свойств фотоприемников, но и от условий их работы.

Шумы можно подразделить на три группы: 1) собственные (внутренние) шумы фотоприемников; 2) шумы



Рис. 3.7. Характер изменения во времени мгновенных значений сигнала

фотоприемников; 2) шумы схемы; 3) радиационный (фотонный) шум (шум из-за флуктуаций излучения). Различают внешние и внутренние шумы, принципиально устраняемые и неустраняемые. Радиационные шумы относятся к внешним неустраняемым шумам. Внешние шумы, возникающие, например, за счет наводок от посторонних полей, колебания напряжения питания и внбраций, устранимы.

К основным видам собственных шумов фотоприемников относятся: а. Шум дробового эффекта, характерный для приемников, использующих внешний и фотогальванический фотоэффекты. Он вызывается флуктуациями эмиссии электронов с фотокатода или флуктуациями прохождения носителей заряда, например через p-n-переход, около некоторой средней величины. Среднеквадратичное значение эмис-

сионного тока шума дробового эффекта $V \overline{I}_{\rm дp}^2$ определяется формулой Шоттки:

$$\sqrt{\overline{I}_{\mu\nu}^2} = \sqrt{2eI_0\Delta f}, \qquad (3.9)$$

где e — заряд электрона; I_0 — среднее значение тока эмиссии, равное сумме фототока I_{Φ} и термотока I_{τ} ; Δf — эквивалентная (эффективная) полоса пропускания частот усилителя, регистрирующего шумы*.

На нагрузке $R_{\rm H}$ в цепи фотоприемника этот ток создает флуктуационное напряжение, среднеквадратичное значение которого

$$\sqrt{\overline{U_{\rm gp}^2}} = \sqrt{2eI_0\Delta f R_{\rm H}^2}. \tag{3.10}$$

Эквивалентную полосу частот ∆ / рассчитывают по формуле

$$\Delta f = \frac{1}{K_0^2} \int_{f_\mathrm{H}}^{f_\mathrm{B}} K^2(f) \, df,$$

где K(f) — функция, определяющая зависимость коэффициента усиления K от частоты; K₀ — максимальный коэффициент усиления; f_н и f_в — низшая и высшая граничные частоты полосы пропускания усилителя на уровне 0, 01 K₀.

Если определение функции K(f) в аналитическом виде невозможно, то Δf находят методом графического интегрирования.

б. Тепловой шум, или шум Джонсона, обусловленный хаотическим тепловым движением носителей заряда в металлах и полупроводниках и не зависящий от приложенного к ним напряжения. Среднеквадратичное значение напряжения теплового шума может быть вычислено по формуле Найквиста:

٠.

$$\sqrt{U_{\rm r}^2} = \sqrt{4kTR\Delta f} \,. \tag{3.11}$$

Здесь k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура резистора; R — сопротивление любого резистора.

Характерным признаком шума дробового эффекта и теплового шума является независимость их амплитуд от частоты в широком диапазоне, т. е. р а в н о м е р н ы й частотный спектр. Шумы с такими спектральными характеристиками называют белыми.

в. Генерационно-рекомбинационный шум, свойственный полупроводниковым системам и вызываемый флуктуациями скоростей генерации и рекомбинации носителей заряда, что приводит к флуктуациям концентрации свободных носителей заряда и, следовательно, к флуктуациям проводимости. При наличии тока через приемник эти флуктуации обусловливают появление напряжения шума. Поскольку генерация носителей заряда происходит за счет термического и радиационного возбуждения, можно выделить две составляющие шума - генерационно-рекомбинационный шум фотои равновесных носителей носителей заряд а. Среднеквадратичное значение тока генерационно-рекомбинационного шума

$$\sqrt{\overline{I_{r-p}^2}} = 2 \sqrt{eI_0 \frac{\tau}{T} \Delta f \frac{1}{1 + (2\pi/\tau)^2}}, \qquad (3.12)$$

где I_0 — среднее значение тока в цепи фоторезистора; τ — среднее время жизни носителей заряда; T — время дрейфа носителя заряда от одного электрода к другому; f — частота модуляции сигнала.

Среднеквадратичное значение напряжения этого шума при согласованном сопротивлении нагрузки в цепи фоторезистора, у которого фоточувствительный слой выполнен из компенсированного примесного полупроводника, может быть подсчитано по формуле

$$\sqrt{\overline{U_{P-p}^{2}}} = \frac{U_{0}}{2} \sqrt{\frac{\tau}{nV} \frac{\Delta f}{1 + (2\pi/\tau)^{2}}}.$$
 (3.13)

Здесь U₀ — напряжение питания; n — средняя концентрация носителей заряда; V — объем фоточувствительного слоя фоторезистора.

Генерационно-рекомбинационный шум остается белым лишь в интервале частот, где $f \ll 1/2\pi\tau$. При больших частотах шумы существенно зависят от частоты, по мере ее увеличения шумы уменьшаются.

г. Избыточный шум, объединяющий несколько видов шумов. Все они изменяются обратно пропорционально частоте и имеют место только при протекании тока через приемник, поэтому их называют также токовыми шумами или шумами, соответствующими зависимости 1/f. Применительно к различным фотоприемникам этот шум в зависимости от его источника имеет специфические наименования. В фотоэмиссионных приемниках его называют ш у м о м м е р ц а н и я (ф л и к к е р - э ф ф е к т о м), в приемниках с внутренним фотоэффектом — модуляционным и контактным шумами. Истинная природа этого шума недостаточно ясна. Полагают, что источником избыточного шума являются поверхностные эффекты и электрические контакты. Поэтому этот вид шума связан с технологией изготовления и конструкцией прибора.

Среднеквадратичное значение тока избыточного шума

$$\sqrt{\overline{I_{1/f}^2}} = \sqrt{\frac{BI_0^a}{f^3}} \Delta f , \qquad (3.14)$$

где B — коэффициент пропорциональности; α и β — постоянные, характеризующие конкретный фотоприемник (в большинстве случаев величина α близка к двум, а β лежит в диапазоне 0,8—1,5).

Среднеквадратичное значение напряжения избыточного шума фоторезистора

$$\sqrt{\overline{U_{1/f}^2}} = \sqrt{AI_0^2 R^2 \Delta f/f} , \qquad (3.15)$$

где A — постоянная, определяемая для каждого типа фоторезистора; R — сопротивление фоточувствительного слоя.

Избыточный шум наблюдается у фотоприемников всех типов. Как правило, он является преобладающим по сравнению с другими видами шума при частотах до нескольких сотен герц.

д. Радиационный (фотонный) шум, возникающий вследствие флуктуации числа фотонов фона и источника излучения. Под фоном понимают излучение от окружающих предметов, оказавшихся в поле зрения фотоприемника, не связанное с полезным, рабочим излучением. Радиационный фоновый шум по воздействию на приемник не отличается от полезного сигнала, поэтому он подвергается такому же преобразованию со стороны приемника, как и сигнал.

На выходе фотоприемника среднеквадратичное значение напряжения радиационного шума определяется произведением флуктуаций потока излучения на вольтовую чувствительность фотоприемника:

$$\sqrt{\overline{U_p^2}} = \sqrt{\overline{\Phi_p^2}} s_U. \qquad (3.16)$$

Радиационный шум относится к белым шумам.

В фотоприемниках с внутренним усилением (фотоэлектронные умножители, лавинные фотодиоды, фототранзисторы) возникают дополнительные шумы, связанные со случайным характером механизма усиления.

Источники рассмотренных шумов статистически независимы, поэтому среднеквадратичное значение напряжения полного шума равно корню квадратному из суммы средних квадратов его составляющих:

$$U_{\rm m} = \sqrt{\overline{U_{\rm m}^2}} = \sqrt{\sum_i \overline{U_i^2}}.$$
 (3.17)

Например, если два независимых источника шума имеют среднеквадратичное значение напряжения шума 6 и 10 мкВ, то полный шум $U_{\rm m} = 11,7$ мкВ.

При охлаждении фотоприемника может наступить такой момент, когда на выходе доминирующими становятся шумы, обусловленные фоновым излучением. Эти шумы, например, в фоторезисторах образуются за счет флуктуаций числа поглощенных фотонов фона и флуктуаций скоростей генерации и рекомбинации фотоносителей в результате поглощения фонового излучения. Если при таких условиях вклад других составляющих шума относительно мал, то режим работы фотоприемника называется режимом ограничения фоном. Это оптимальный режим работы фотоприемника, соответствующий теоретическому пределу его возможностей.

Пороговый поток, или минимально регистрируемая мощность излучения. В фотоприемниках, предназначенных для обнаружения слабых потоков излучения, определяющим параметром является пороговый поток. Пороговым потоком называется минимальный поток излучения на входе фотоприемника, который создает на выходе электрический сигнал $U_{\rm H}$, равный по величине среднеквадратичному значению напряжения шума $\sqrt{U_{\rm m}^2}$. Иначе говоря, отношение сигнал/шум принимается равным единице, т. е. должно соблюдаться равенство

$$U_{\rm H} = \sqrt{\overline{U_{\rm m}^2}} \,.$$

Минимальный сигнал $U_{\rm H}$ вызывается минимальным потоком излучения $\Phi_{\rm n}$, измеряемым в ваттах или люменах. На основании формулы (3.3) отношение этих величин является вольтовой чувствительностью фотоприемника s_{U} . Тогда можно записать, что

$$U_{\mathfrak{n}} = s_{U} \Phi_{\mathfrak{n}} = \sqrt{\overline{U_{\mathfrak{m}}^{2}}},$$

$$\Phi_{\mathfrak{n}} = \sqrt{\overline{U_{\mathfrak{m}}^{2}}} / s_{U}.$$
(3.18)

откуда

Пороговый поток фотоприемника измеряется по излучению определенного источника и зависит от его спектрального распределения. Поэтому в паспорте на приемник наряду с величиной Φ_{n} указывается тип источника, с которым проведено измерение. Величина Φ_{n} в зарубежной литературе называется эквивалентной мощностью шумов NEP.

Поскольку шум фотоприемника зависит от ширины полосы пропускания Δf усилителя, от этого же параметра зависит и величина порогового потока. Поэтому для исключения зависимости порогового потока от измерительного устройства пороговый поток определяют в полосе 1 Гц:

$$\Phi_{\mathfrak{n}\mathfrak{l}} = \frac{\sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{m}}^2/\Delta f}}{s_U} = \frac{\sqrt{\overline{U}_{\mathfrak{m}}^2}}{\sqrt{\Delta f} s_U} = \frac{\Phi_{\mathfrak{n}}}{\sqrt{\Delta f}}, \qquad (3.19)$$

где величина Φ_{n1} имеет размерность Вт · $\Gamma \mu^{-1/2}$ или лм · $\Gamma \mu^{-1/2}$.

Шумы, а значит, и пороговый поток фотоприемника зависят от площади фоточувствительного слоя. Для учета этой зависимости и сравнения приемников различных типов и размеров служит параметр у д е л ь н о г о п о р о г о в о г о п о т о к а фотоприемника $\Phi_{n.}^*$. Это пороговый поток фотоприемника в единичной полосе частот, отнесенный к единице площади A фоточувствительного элемента (Φ_n^* измеряется в Вт · $\Gamma \mu^{-1/2} \cdot cm^{-1}$ или лм · $\Gamma \mu^{-1/2} \cdot cm^{-1}$):

$$\Phi_{n}^{\bullet} = \frac{\sqrt{\overline{U_{w}^{2}}}}{\sqrt{\Delta fA} s_{U}}.$$
(3.20)

Чем меньше по абсолютной величине пороговый поток, тем лучше качество прибора. Небольшими удельными пороговыми потоками обладают малошумящие фотоприемники с высокой вольтовой, а следовательно, и токовой чувствительностью.

Обнаружительная способность. Величину, обратную пороговому потоку, называют обнаружительной способностью D:

$$D = \frac{1}{\Phi_{\pi}} = \frac{s_U}{\sqrt{\overline{U_{\mu}^2}}}, \qquad (3.21)$$

а величину, обратную удельному пороговому потоку, — у дельной обнаружительной способностью *D** (*D** измеряется в Вт⁻¹ · Гц^{1/2} · см или лм⁻¹ · Гц^{1/2} · см):

$$D^* = \frac{s_U \sqrt{\Delta f A}}{\sqrt{\overline{U_{\rm u}^2}}} = D \sqrt{\Delta f A} . \qquad (3.22)$$

Условия определения удельной обнаружительной способности указывают в скобках. Этими условиями являются: длина волны регистрируемого монохроматического излучения или температура абсолютно черного тела, частота модуляции сигнала, полоса пропускания усилителя, телесный или плоский угол, характеризующий поле зрения на окружающий фон. Например, запись D^* (500 K, 900 1,2 π) означает, что приводится удельная обнаружительная способность, измеренная при облучении приемника излучением абсолютно черного тела с T = 500 K, при частоте модуляции сигнала 900 Гц в частотной полосе $\Delta f = 1$ Гц, при фоне, воздействующем на фотоприемник, в телесном угле 2π .

٠

Если параметры $\Phi_{\rm n}$, $\Phi_{\rm n}^*$, D и D^* измеряют по отношению к монохроматическому излучению, то в их обозначениях указывают индеко длины волны излучения λ , например D_{\star}^*

Обнаружительную способность и пороговый поток определяют на основании измерений напряжения шума и вольтовой чувствительности фотоприемника. Измерение этих параметров фотоприемников



Рис. 3.8. Структурная схема установки для измерения параметров фотоприемников при модулированном потоке излучения:

1 — модулятор; 2 — источник излучения: 3 — блок регулировки режима источника излучения; 4 — исследуемый фотоприемник (фотодиод); 5 — блок питания фотоприемника; 6 — нагрузка; 7 — усилитель; 8 — детектор; 9 вольтметр

производят при модулированном потоке излучения на установке, структурная схема которой приведена на рис. 3.8. Необходимость модуляции потока излучения обусловлена тем, что она позволяет избавиться от постоянной составляющей темнового тока. уменьшить уровень шума за счет применения в схеме узкополосного резонансного усилителя, настроенного на частоту модуляции потока излучения. Кроме того, усилители переменного тока обладают рядом преимушеств по сравнению с усилителями постоянного тока, они более надежны и стабильны в работе, не имеют дрейфа нуля. Модулятор в измерительной схеме обеспечивает 100%-ную синусоидальную модуляцию потока излучения с определенной частотой. Усилитель характеризуется шириной полосы пропускания Δf не более 20% от значения резонансной частоты. Измерение шума производят на выходе усилителя при рабочем напряжении на фотоприемнике без облучения. Если собственные шумы фотоприемника U_т соизмеримы в собственным шумом усилителя Umi, то измеряют также шум усилителя, а затем шум фотоприемника рассчитывают по формуле

$$\sqrt{\overline{U_{\mathfrak{u}}^2}} = \sqrt{\overline{U_{\mathfrak{u}2}^2} - \overline{U_{\mathfrak{u}1}^2}}$$
 ,

где U_{m^2} — суммарное напряжение шумов фотоприемника и усилителя.

Измерение напряжения фотосигнала U_{μ} производят также на выходе усилителя, но уже при облучении чувствительного слоя фотоприемника. Обычно поток излучения Ф выбирают такой величины, чтобы отношение $U_{\rm H} / \sqrt{U_{\rm m}^2}$ находилось в пределах 4—10. Интегральную вольтовую чувствительность рассчитывают по формуле (3.3). На основании полученных результатов с помощью выражений (3.20) и (3.22) определяют удельный пороговый поток и удельную обнаружительную способность:

$$\Phi_{\mathfrak{n}}^{*} = \frac{\sqrt{\overline{U_{\mathfrak{u}}^{2}}}}{\sqrt{\overline{\Delta fA}} s_{U}} = \frac{\sqrt{\overline{U_{\mathfrak{u}}^{2}}} \Phi}{\sqrt{\overline{\Delta fA}} U_{\mathfrak{n}}},$$
$$D^{*} = \frac{U_{\mathfrak{n}} \sqrt{\overline{\Delta fA}}}{\Phi \sqrt{\overline{U_{\mathfrak{u}}^{2}}}} \cdot$$

Темновой ток. Темновой ток — это ток в цепи необлученного фотоприемника с источником питания. Появление темнового тока связано с токами утечки и токами, обусловленными различными специфическими физическими процессами, происходящими в фоточувствительных слоях приемников. Величина темнового тока зависит от температуры. При низких уровнях облученности фототок может оказаться меньше темнового тока. В этих случаях темновой ток ограничивает пороговый поток и обнаружительную способность фотоприемника.

Постоянная времени. Постоянная времени τ характеризует время нарастания $\tau_{\rm H}$ или спада $\tau_{\rm cn}$ сигнала после начала (конца) действия импульса излучения прямоугольной формы. Процесс нарастания или спада сигнала называется п е р е х од н ы м или р е л а к с а ц и о нн ы м п р о ц е с с о м. При экспоненциальной временной зависимости нарастания и спада фотосигнала постоянная времени τ соответствует времени, в течение которого сигнал достигает уровня 0,63 — стационарного значения (рис. 3.9). Этот параметр является с о б с т в е нн о й п о с т о я н н о й в р е м е н и фотоприемника. Время нарастания переднего фронта имульса фототока часто называют в р ем е н н ы́м р а з р е ш е н и е м фотоприемника. Для определения



Рис. 3.9. Определение постоянной времени фотоприемника при экспоненциальной временной зависимости нарастания

и спада фотосигнала

постоянной времени реальную кривую, если она незначительно отличается от экспоненциальной зависимости, заменяют наиболее близкой к ней экспонентой. В общем случае $\tau_{\rm H}$ и $\tau_{\rm en}$ могут отличаться друг от друга, например для фоторезисторов на основе CdS и CdSe. Если исследуемые кривые нарастания или спада (кривые релаксации) значительно отличаются от экспоненты, то для таких сложных зависимостей за время нарастания или спада принимают временной интервал, в течение которого сигнал нарастает или уменьшается от заданного нижнего до заданного верхнего уровня, выраженного в долях установившегося значения. Для оп - ределения $\tau_{\rm H}$ и $\tau_{\rm cn}$ на фотоприемник подают одиночный импульс излучения прямоугольной формы, длительность которого достаточна для получения установившегося значения сигнала. Фотоприемник присоединяют к схеме, с помощью которой на экране осциллографа получают кривую изменения сигнала во времени. Постоянные времени $\tau_{\rm H}$ и $\tau_{\rm cn}$ определяют по меткам времени, соответствующим увеличению или уменьшению сигнала до определенного уровня. Постоянную времени можно также оценить по частотной характеристике чувствительности, определяющей максимальную частоту модуляции потока излучения, падающего на приемник, и следовательно определить возможность применения данного фотоприемника в быстродействующих устройствах.

ĸ

Сопротивление. Сопротивление фотоприемника является параметром, влияющим на его свойства, характеристики и элементы рабочей схемы. Так, например, от этого параметра зависит постоянная времени фоторезистора, уровень его шумов. У фотокатодов при больших продольных сопротивлениях нарушается линейность энергетических характеристик. Сопротивление фотоприемника определяет оптимальную величину нагрузки, схему связи с усилителем.

Для разных типов приемников принято использовать различные параметры сопротивления: для фоторезисторов — темновое сопротивление $R_{\rm T}$, для фотодиодов — дифференциальное сопротивление, равное отношению малых приращений напряжения и тока в заданных эксплуатационных условиях.

Эксплуатационные и конструктивные параметры. Основным эксплуатационным параметром является максимально допустимая рассеиваемая мощность фотоприемника P_{max} , при которой отклонение его параметров от номинальных значений не превышает указанных пределов в длительном режиме работы в заданных эксплуатационных условиях.

К эксплуатационным параметрам также относят: а) нестабильность чувствительности во времени $\Delta s_I(t)/s_I$ (отношение максимального отклонения тока фотосигнала от среднего значения к среднему значению в течение заданного интервала времени при постоянных потоке излучения, температуре и напряжении питания); б) нестабильность темнового тока времени $\Delta I_{\pi}(t)/I_{\pi}$; в) температурный коэффи-BO циент чувствительности и других параметров фотоприемника ал, показывающий относительное изменение параметра в процентах при изменении температуры на 1°С в заданном температурном диапазоне (T₂ — T₁). Для токовой чувствительности фотоприемника

$$\alpha_T = \frac{s_{I_2} - s_{I_1}}{s_{I_1}(T_2 - T_1)} \ 100. \tag{3.23}$$

К конструктивным параметрам фотоприемника относят площадь и конфигурацию чувствительного слоя и ряд других параметров, описывающих его механические и динамические свойства.

155

Характеристиками фотоприемников являются зависимости величины тока или другого параметра при изменении внешнего воздействия. Под изменением внешнего воздействия подразумевают качественные или количественные изменения падающего потока излучения, частоты его модуляции, напряжения на фотоприемнике, температуры и т. д. Характеристики фотоприемников выражают в аналитической и графической формах.

Спектральная характеристика чувствительности и ее параметры. Одной из наиболее важных характеристик фотоприемника является зависимость монохроматической токовой чувствительности или кван-



Рис. 3.10. Спектральные характеристики чувствительности сурьмяно-цезиевого фотокатода в координатах s_{abc} (λ) (a) и Y (λ) (b)

тового выхода от длины волны (частоты регистрируемого излучения) при постоянном напряжении между электродами. Такие характеристики называют абсолютными спектральными характеристиками фотоприемника s_{affe} (λ) или $Y(\lambda)$. При построении абсолютной спектральной характеристики фототок рассчитывают на единицу мощности падающего или поглощенного излучения или выражают отношением числа электронов к числу падающих или по-

глощенных фотонов. Формы спектральных характеристик чувствительностей, выраженных в мА/Вт и в единицах квантового выхода, различны, поскольку квантовый выход Y для каждого значения λ не только пропорционален s_{λ} , но и делится на переменную величину λ как следует из соотношения (3.7).

На рис. 3.10, *а* приведены спектральные характеристики монохроматической токовой чувствительности сурьмяно-цезиевого фотокатода. Пунктирные кривые означают характеристики идеальных фотокатодов с постоянным квантовым выходом. Расчет идеальных спектральных характеристик производят по формуле (3.8). Наличие семейства характеристик позволяет графически построить спектральную характеристику чувствительности сурьмяно-цезиевого фотокатода в единицах квантового выхода (рис. 3.10, *б*).

Как видно из рисунка, характеристики $s_{abc}(\lambda)$ и $Y(\lambda)$ не являются зеркальными.

Спектральные характеристики могут быть построены в зависимости от энергии фотонов в координатах lgY(hv). При этом в длинноволновой области они имеют крутой фронт.

Спектральные характеристики фотоприемников имеют вид плавных кривых чаще всего с одним максимумом. На характеристиках

выделяют три длины волны, являющиеся их парамстрами: λ_{max} соответствующую максимальной чувствительности, и λ' и λ'' — соответствующие коротковолновой и длинноволновой границам чувствительности. За границы чувствительности условно принимают такие значения длин волны, при которых чувствительность снижается до 0,1 максимального значения — для фотоприемников с внутренним фотоэффектом и до 0,01 — для приемников с внешним фотоэффектом.

Спектральные характеристики чувствительности фотоприемников определяются в основном свойствами фоточувствительного слоя, однако на них могут влиять и конструктивные особенности приемника, например, прозрачность материала оптического окна фотоприемника.



Рис. 3.11. Структурная схема установки для измерения спектральной характеристики монохроматической чувствительности фотоприемников

На практике часто пользуются от носительными спектральными характеристиками $s(\lambda)$, у которых абсолютные значения монохроматической чувствительности выражены в долях максимального значения $s_{\lambda max}$: $s(\lambda) = s_{a6c}(\lambda)/s_{\lambda max}$. Если известны относительная спектральная характеристика чувствительности и максимальная монохроматическая чувствительность, то можно определить монохроматическую чувствительность для любой длины волны.

Измерение спектральной характеристики представляет известные трудности, так как требуется выделить и измерить монохроматический поток излучения и определить ток, возникающий при облучении фоточувствительного слоя этим потоком излучения. Для получения монохроматического излучения используют монохроматор или узкополосные интерференционные светофильтры. Мощность такого излучения обычно измеряют с помощью неселективных тепловых приемников — термоэлементов, болометров. Структурная схема установки для измерения спектральной характеристики монохроматической чувствительности фотоприемников представлена на рис. 3.11.

По измеренной абсолютной спектральной характеристике монохроматической чувствительности фотоприемника и известному распределению спектральной плотности излучения эталонного источника можно определить интегральную токовую чувствительность в энергетических единицах [A · Bт⁻¹):

$$s_{I \text{ инт}} = \frac{I}{\Phi} = \frac{\int_{0}^{\infty} s_{abc}(\lambda) \Phi_{abc}(\lambda) d\lambda}{\int_{0}^{\infty} \Phi_{abc}(\lambda) d\lambda}, \qquad (3.24)$$

где s_{абс}, Ф_{абс} абсолютные значения ординат соответственно спектральной характеристики монохроматической чувствительности фото-



Рис. 3. 12. Абсолютные спектральные характеристики монохроматической чувствительности сурьмяно-цезиевого (1) и серебрянокислородно-цезиевого (2) фотокатодов, относительная спектральная характеристика потока излучения источника типа А (3) приемника и потока излучения источника.

Из формулы (3.24) видно, что интегральная чувствительность фотоприемника зависит от абсолютных монохроматической значений чувствительности, т. е. от ординат кривой $s_{abc}(\lambda)$ и согласованности спектральной характеристики со спектром излучения источника. Действительно, достаточно большая интегральная токовая чувствительность серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода (30-40 мкА/лм) при малой максимальной монохроматической чувствительности (2.3 — 2.5 мА/Вт) объясняется большой протяженностью спектральной характеристики длинноволновую часть в спектра (кривая 2 на рис. 3.12) и ее хорошей согласованностью со спектром излучения источника типа А (кривая 3).

Большая же интегральная чувствительность сурьмяно-цезиевого фотокатода (~80 мкА/лм) обусловлена очень высоким абсолютным значением монохроматической чувствительности (кривая 1).

Если известны максимальная монохроматическая чувствительность $s_{\lambda max}$, относительные спектральные характеристики чувствительности фотоприемника $s(\lambda)$ и потока излучения эталонного источника $\Phi(\lambda)$, то формула для расчета интегральной токовой чувствительности в энергетических единицах ($A \cdot BT^{-1}$) приобретет вид

$$s_{I \text{ инт}} = \frac{I}{\Phi} = \frac{s_{\lambda \max} \int_{0}^{\infty} s(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda}{\int_{0}^{\infty} \Phi(\lambda) d\lambda} = s_{\lambda \max} K.$$
(3.25)

Отношение

$$K = \frac{\int_{0}^{\infty} s(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda}{\int_{0}^{\infty} \Phi(\lambda) d\lambda}$$

называется коэффициентом использования или спектральным к. п. д. приемника. Он показывает, какая часть падающего на фотоприемник общего потока излучения составляет эффективный поток. Если даны интегральная чувствительность фотоприемника для источника с известным спектральным распределением и максимальная монохроматическая чувствительность, то коэффициент использования $K = s_{I инт}/s_{hmax}$ и, следовательно,

$$s_{\lambda \max} = \frac{s_{I \text{ wht}}}{K} = \frac{s_{I \text{ wht}}}{\int_{0}^{\infty} s(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda}.$$

Максимальная монохроматическая чувствительность фотоприемника в отличие от интегральной чувствительности не зависит от типа источника, по которому производилось измерение чувствительности, поэтому она более удобна для сравнения различных фотоприемников.

Для приемников, чувствительных в видимой области спектра, расчетная формула (3.25) с учетом выражения (3.2) записывается в виде

$$s_{I_{HHT}} = \frac{s_{\lambda \max} \int_{0}^{\infty} s(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda}{633 \int_{0}^{\infty} \Phi(\lambda) v(\lambda) d\lambda},$$

где *s*_{инт} — имеет размерность [А • лм⁻¹].

Спектральная плотность напряжения шума. Это — распределение плотности среднеквадратичного значения напряжения шума фотоприемника по частотам. Различные виды шумов фотоприемников могут быть представлены в виде общей спектральной зависимости. На рис. 3.13 схематически изображена зависимость напряжения шума фоторезистора от частоты в логарифмическом масштабе. Измерение напряжения шума для разных частот производят с помощью узкополосного перестраиваемого по частоте усилителя, на выходе которого подключен селек-

выходе которого подмлочен сенек тивный вольтметр. Как видно из приведенной зависимости, на низких частотах преобладает избыточный шум 1/f. Обычно граница этой области лежит в пределах 1000 Гц. На промежуточных частотах в основном наблюдается генерационно-рекомбинационный шум, который не зависит от частоты при $f << 1/2_{\pi}\tau$. С увеличением частоты шум начинает уменьшаться. При значениях частоты





около 10 000 Гц кривая спектра выходит на плоский участок и доминирующим становится тепловой шум. Если фотоприемник охладить, то тепловой шум значительно уменьшится и появится радиационный шум в виде еще одной ступеньки.

Зная подобные характеристики для конкретных фотоприемников, можно выбрать частоту модуляции сигнала и полосу пропускания усилителя такими, чтобы по возможности уменьшить влияние соб-



Рис. 3.14. Зависимость токовой чувствительности фотоприемника от частоты модуляции потока излучения

ственных шумов приемника на его пороговый поток и обнаружительную способность.

Частотная (амплитудно-частотная) характеристика чувствительности и ее параметры. В зависимости от частоты модуляции потока излучения могут изменяться выходной сигнал фотоприемника, его токовая или вольтовая чувствительность, а также обнаружительная способность. Такая функциональная зависимость называется частотной характеристикой фотоприемника. Изменение чувствительности при высоких частотах объясняется сложными переходными процессами

в самом фотоприемнике, а в рабочем режиме также в цепи фотоприемник — нагрузка. На частотную характеристику оказывает влияние вид модуляции потока излучения. Если переходные процессы в фотоприемнике протекают по экспоненциальному закону и фотоприемник работает в линейном диапазоне энергетических характеристик, то зависимость чувствительности от частоты синусоидально-модулированного потока излучения f определяется выражением

$$s_{jj} = \frac{s_{j0}}{\sqrt{1 + (2\pi\tau j)^2}}, \qquad (3.26)$$

где s_{II} — токовая чувствительность при частоте модуляции потока излучения f; s_{I0} — токовая чувствительность при частоте f = 0 (постоянный ток излучения); τ — собственная постоянная времени.

Из выражения (3.26) видно, что от величины т зависит граничная частота $f_{rp} = 1/2_{\pi}\tau$, при которой $s_{If} = 0,707 s_{I0}$. Зависимость, соответствующая выражению (3.26), приведена на рис. 3.14. На низких частотах ($f \ll 1/2_{\pi}\tau$) чувствительность фотоприемника не зависит от частоты, на более высоких частотах она начинает падать и при $f > 1/2_{\pi}\tau s_{If} \sim 1/f$.

Энергетическая (световая характеристика).* Зависимость параметров фотоприемника от облученности или падающего на него пото-

^{*} ГОСТ 19852—74 «Фоторезисторы. Фотодиоды. Фототранзисторы. Фотоэлектрические параметры и характеристики» установил термин «энергетическая характеристика», ГОСТ 20526—75 «Умножители фотоэлектронные. Фотоэлементы» — термин «световая характеристика».

ка излучения при неизменном спектральном составе излучения называется э н е р г е т и ч е с к о й х а р а к т е р и с т и к о й фотоприемника. К энергетическим характеристикам относят зависимости токовой s_I и вольтовой s_U чувствительности фотоприемника от потока излучения и сопротивления фоторезистора от освещенности для видимого спектра излучения. Наиболее часто используют энергетические характеристики в виде зависимости фототока фотоприемника от потока излучения. Линейность такой характеристики означает постоянство токовой чувствительности. Если энергетические характеристики нелинейны, как у фоторезисторов, то токовая чувствительность является функцией потока излучения или облученности.

Вольтовая характеристика. Под вольтовым и характер ристикам и понимают зависимости выходного сигнала, темнового тока, тока и напряжения шумов, порогового потока и обнаружительной способности от напряжения, приложенного к фотоприемнику. Вольтовые характеристики напряжения сигнала $U_{\rm H}(U)$ и шума $U_{\rm m}(U)$ позволяют выбрать оптимальное напряжение, которое обеспечивает наилучшее отношение сигнал/шум. К вольтовым характеристикам относится и вольт-амперная характеристикам относится и вольт-амперная характеристикам относится и вольт-амперная характеристикам относится и вольт-амперная характеристикам относится и вольт-амперная, приложенного к фотоприемнику, при фиксированном потоке излучения. Вид вольт-амперных характеристик зависит не только от физических процессов, происходящих в фоточувствительных слоях, но также от конструкции и геометрии фотоприемника.

Температурные характеристики. Температурные характеристики фотоприемника представляют собой зависимости, определяющие изменение различных его параметров от температуры: s(T), $I_T(T)$, $I_m(T)$, $U_m(T)$, $D^*(T)$.

Фоновые характеристики. Фоновые характеристики фотоприемника — это зависимости его параметров от потока излучения фона: $s(\Phi_{\phi})$, $I_{\rm m}$, (Φ_{ϕ}) , $U_{\rm m}(\Phi_{\phi})$, $D^*(\Phi_{\phi})$.

ГЛАВА 4

ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ. ФОТОКАТОДЫ. ФОТОЭЛЕМЕНТЫ С ВНЕШ-НИМ ФОТОЭФФЕКТОМ

§ 4.1. Поглощение электромагнитного излучения оптического диапазона полупроводниками

Начальным этапом работы фотоприемников, использующих как внешний, так и внутренний фотоэффект, является процесс поглощения электромагнитного излучения фоточувствительным слоем. Поток излучения, падая на тело, вступает с ним во взаимодействие. Часть Φ_R падающего потока излучения Φ_0 отражается от поверхности тела, часть Φ_{α} поглощается в объеме тела, а часть Φ_{τ} пропускается телом. В фотоприемниках, преобразующих энергию электромагнитного излучения в электрическую, желательно, чтобы в чувствительном слое поглощалась возможно большая часть падающего потока излучения.

Для фотоэффекта (особенно внешнего) существенна не только величина поглощенного потока излучения, но и характер его распределения в фоточувствительном слое. Ослабление монохроматического потока излучения или количества фотонов в единицу времени в бесконечно однородной среде для параллельного пучка лучей, направленного перпендикулярно поверхности, происходит по закону Бугера — Ламберта:



Рис. 4.1. Изменение потока излучения в бесконечно однородной среде

 $\Phi(x) = \Phi_0 (1 - R) e^{-\alpha x}, \qquad (4.1)$

где $\Phi(x)$ — плотность потока излучения на глубине x от поверхности; Φ_0 — плотность потока излучения, падающего на поверхность; R — коэффициент отражения; α — показатель (коэффициент) поглощения потока излучения.

Показатель поглощения а, измеряемый в см⁻¹, является мерой уменьшения плотности потока излучения или плотности фотонов в секунду при прохождении среды толщиной 1 см.

Величина 1/а определяет глубину, на которой поток излучения, проникающий в вещество, уменьшается в е раз (рис. 4.1). Такая глубина называется эффективной глубиной затухания излучения.

Поглощенный поток Φ_d в слое толщиной d

$$\Phi_{d} = \Phi_{0} (1 - R) - \Phi_{0} (1 - R) e^{-\alpha d} = \Phi_{0} (1 - R) (1 - e^{-\alpha d}).$$

При $d = 1/\alpha$
 $\Phi_{1/\alpha} = 0.63 (1 - R) \Phi_{0}.$ (4.2)

Показатель поглощения определяется свойствами среды и частотой излучения. Зависимость показателя поглощения от частоты или длины волны излучения называется с п е к т р о м п о г л о щ е н и я. В результате поглощения электромагнитного излучения атомами твердого тела происходят оптические переходы электронов на высшие не занятые энергетические уровни. Поэтому спектры поглощения различных веществ соответствуют их энергетической структуре. При поглощении излучения должны выполняться законы сохранения энергии и квазиимпульса*. Для определения спектра поглощения обычно используют монохроматор, на выходе которого помещают исследуемый материал и измеряют его пропускание и отражение.

У большинства металлов поглощение электромагнитного излуче-

^{*} Квазиимпульс — импульс электрона в периодическом потенциальном поле кристаллической решетки.

ния оптического диапазона осуществляется главным образом электронами проводимости. Свободные уровни в зоне проводимости лежат непосредственно над заполненными. Поэтому металлы характеризуются непрерывным спектром поглощения в большей части оптического диапазона. Переходы электронов с внутренних оболочек атомов связаны в основном с поглощением рентгеновского излучения. Показатель поглощения для металлов в видимой области спектра достигает 5 · 10⁵—10⁶ см⁻¹.



Рис. 4.2. Диаграмма энергетических зон полупроводника с различными видами возможных электронных переходов (а); примерный вид спектральной характеристики поглощения оптического излучения полупроводника (б) (области поглощения оптического излучения и соответствующие электронные переходы обозначены одинаковыми цифрами)

Спектр поглощения оптического излучения полупроводниками. У полупроводников спектр поглощения оптического излучения имеет сложный вид, соответствующий их энергетической структуре и возможным электронным переходом (рис. 4.2, *a*, *б*). Наблюдается несколько механизмов поглощения: собственное или фундаментальное поглощение; экситонное поглощение; примесное поглощение; поглощение свободными носителями заряда; решеточное поглощение; плазменное поглощение. Остановимся сначала на тех видах поглощения, в результате которых образуются свободные носители заряда.

1. Собственное поглощение и е (область *I* на рис. 4.2). Поглощение энергии излучения валентными электронами, в результате которого происходит переход их в зону проводимости, называют собственным (фундаментальным или межзонным) поглощением. В идеальном полупроводнике при температуре абсолютного нуля валентная зона целиком заполнена, поэтому переходы электрона внутри зоны невозможны. Единственно возможным процессом является поглощение фотона с энергией, достаточной для перехода электрона через запрещенную зону, при этом в валентной зоне появляется дырка.

Собственное поглощение дает сплошной спектр, ограниченный довольно крутым краем кривой показателя поглощения при $h\nu_{rp} = E_{s}$, за пределами которого материал относительно прозрачен. Ха-

рактер возрастания показателя поглощения с увеличением энергии фотонов, т. е. форма края кривой собственного поглощения, зависит от прямых и непрямых переходов электронов, которые в свою очередь определяются структурой энергетических зон полупроводника. Состояние электронов внутри разрешенных зон характеризуется значениями энергии *E* и волнового вектора **k**, определяющего его квази-



Рис. 4.3. Диаграмма энергетических зон полупроводника и примеры возможных прямого (*A*) и непрямого (*Б*) переходов

импульс р. На рис. 4.3 изображена диаграмма энергетических зон полупроводника, у которого минимум зоны проводимости смещен по оси k относительно вершины валентной зоны; здесь же показаны примеры возможных прямого А и непрямого Б переходов. У такого полупроводника при облучении его фотонами с энергией $h_{\nu} \gg E_{\rho}$ возможны только непрямые переходы электрона с вершины валентной зоны на дно зоны проводимости с обязательным участием третьего тела, например фонона. В результате подобного взаимодействия электрон из состояния $k_1 = 0$,

приобретая энергию фотона, переходит в состояние k₂ и изменяет свой волновой вектор с участием фонона k_{фон}:

 $\kappa_2 \approx \kappa_1 + \kappa_{\rm dom}\,. \label{eq:k2}$

С ростом энергии фотона начинают происходить прямые переходы — непосредственный переброс электрона из валентной зоны в зону проводимости, без изменения значения волнового вектора k. В этом случае выполняются правила отбора $k_2 \approx k_1$. Поскольку вероятность непрямых переходов, для которых требуется взаимодействие трех частиц, меньше вероятности прямых переходов, для которых достаточно взаимодействия двух частиц, в спектральных кривых показателя поглощения (область *1* на рис. 4.2, *б*) при $hv_1 > E_g$ наблюдается более резкое увеличение a.

Граница собственного поглощения является функцией температуры, так как с изменением температуры изменяется параметр решетки, что приводит к изменению сил взаимодействия между атомами и, как следствие, — к изменению энергетических зон. При повышении температуры ширина запрещенной зоны для большинства полупроводников уменьшается, следовательно, граница собственного поглощения смещается в сторону длинных волн.

В области собственного поглощения показатель поглощения у полупроводников достигает 5 · 10⁵ — 10⁶ см⁻¹. Это означает, что эффективное затухание излучения происходит в приповерхностном слое полупроводника толщиной 10—20 нм.

2. Экситонное поглощение (область 2 на рис. 4.2). В области частот, близких к границе собственного поглощения, возможно возбуждение электрона валентной зоны, при котором он не переходит в зону проводимости, а образует с дыркой связанную систему за счет силы кулоновского притяжения. Такое поглощение называется экситонным, а система связанных зарядов — экситоном. Хотя при экситонном поглощении и происходит разделение отрицательного и положительного зарядов, результирующий заряд движущегося в кристалле экситона равен нулю. Фотопроводимость при таком поглощении отсутствует. В полупроводниках с прямыми переходами экситон образуется при поглощении фотона с энергией.

$$h v = E_g - E_x$$
,

где E_x — энергия связи экситона.

Спектр подобного поглощения имеет вид острого селективного пика — для полупроводников с прямыми переходами и ступеньки для полупроводников с непрямыми переходами. Существование экситона обычно прекращается вследствие либо теплового «довозбуждения», т. е. термической диссоциации, сопровождающейся возникновением электрона и дырки, либо отдачи собственной энергии решетке. Таким образом, экситонное поглощение может в конечном счете привести к образованию свободных носителей заряда.

3. Примесное поглощение (область 3 на рис. 4.2). Примесное поглощение сопровождается переходами электронов между примесным донорным уровнем и зоной проводимости или между валентной зоной и акцепторным уровнем. Эти переходы происходят в результате поглощения фотона, энергия которого должна быть не меньше энергии ионизации примеси Е_i. Если энергия ионизации примесей в полупроводнике меньше средней энергии тепловых колебаний решетки полупроводника при комнатной температуре (kT \approx ≈ 0,025 эВ), то примесные атомы при этой температуре термически ионизируются и не участвуют в поглощении. Примесное поглощение приводит к генерации носителей заряда одного знака. Показатель примесного поглощения пропорционален концентрации термически ненонизированных атомов примеси. При концентрации примесей в полупроводниках 10¹⁵—10¹⁸ см⁻³ показатель примесного поглощения $\alpha \approx 0,1 \div 100 \text{ см}^{-1}$. Энергия фотонов примесного поглощения изменяется в пределах от энергии, соответствующей ширине запрещенной зоны полупроводника, до энергии ионизации примеси.

Полосу поглощения, связанную с ионизацией атомов на поверхностных уровнях, можно отнести к примесному поглощению.

4. Поглощение свободными носителями заряда (область 4 на рис. 4.2). Кроме перечисленных выше механизмов оптического поглощения в полупроводниках при температуре выше абсолютного нуля может осуществляться поглощение излучения, при котором концентрация носителей заряда остается неизменной, например поглощение излучения свободными носителями заряда, т. е. электронами в зоне проводимости или дырками в валентной зоне. При этом происходят внутризонные переходы свободных зарядов на вакантные уровни, повышается их кинетическая энергия. Спектр этого поглощения имеет непрерывной характер. Показатель поглощения, пропорциональный квадрату длины волны излучения и концентрации свободных носителей заряда, мал вследствие малой их концентрации. Так, например, для антимонида индия *n*-типа при концентрации электронов $n = 3,5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и длине волны излучения 10 мкм $a \approx \approx 50$ см⁻¹.

5. Решеточное и плазменное поглощения. Эти виды поглощения относятся к поглощению излучения без образования свободных носителей заряда. Решеточное поглощение — это взаимодействие излучения с колебаниями решетки, в результате которого происходит изменение числа оптических фононов. Плазменное поглощение представляет собой поглощение излучения совокупностью свободных электронов или дырок.

В фотоэмиссионнных приборах используют в основном собственное поглощение. Эмиссия, связанная с возбуждением валентных электронов за счет собственного поглощения, называется с о б с т в е н н ы м ф о т о э ф ф е к т о м п о л у п р о в о д н и к о в . Фотоэмиссия с примесных и поверхностных уровней заметно проявляется только при достаточно высокой концентрации примеси и дефектов на длинноволновом участке спектральной характеристики. Тем не менее тип и концентрация примеси, а также поверхностные условия полупроводника оказывают существенное влияние на его фотоэмиссионные свойства.

Примесное поглощение играет существенную роль для фотоприемников, использующих эффект фотопроводимости, и вносит незначительный вклад непосредственно в фотоэмиссию. Излучение из-за малости показателя примесного поглощения проникает глубоко в толщу фоточувствительного слоя. В фотоэмиссии же участвует лишь излучение, поглощенное в приповерхностной области, эффективная толщина которой определяется глубиной выхода фотоэлектронов. Поэтому квантовый выход примесной фотоэмиссии оказывается низким. В случае фотопроводимости возбужденные электроны не должны выходить в вакуум. Следовательно, излучение, поглощенное во всем объеме полупроводника, используется эффективно.

§ 4.2. Основные закономерности фотоэлектронной эмиссии

Фотоэлектронная эмиссия или внешний фотоэффект представляет собой последовательность трех процессов: 1) поглощения фотонов и перехода возбужденных электронов в более высокое энергетическое состояние; 2) движения возбужденных электронов и частичного рассеяния их энергии в фоточувствительном слое; 3) выхода подошедших к поверхности фотоэлектронов в вакуум, если их энергия достаточна для преодоления потенциального барьера.

Первые два фотоэмиссионных процесса являются объемными, так как эффективное поглощение излучения в фоточувствительных слоях происходит в области толщиной 10—20 нм. Очевидно, в этой же области (называемой глубиной возбуждения) зарождаются фотоэлектроны. Возбужденные электроны, хаотически перемещаясь внутри твердого тела, теряют часть своей энергии при различных взаимодействиях. Среднее расстояние,

которое проходит электрон, частично рассеивая свою энергию, но сохраняя способность к фотоэлектронной эмиссии, называется глубиной выхода фотоэлектрона. Глубина выхода зависит от механизма потерь, которые различны для разных материалов и могут изменяться при изменении энергии возбужденных электронов. В металлах преобладающим механизмом потерь фотоэлектронов является рассеяние их энергии на электронах проводимости с концентрацией 10²³ см⁻³. Средняя величина потерь при каждом взаимодействии зависит от энергии фотоэлектрона, т. е. от энергии поглощенного им фотона. Чем больше энергия возбужденного электрона, тем выше вероятность неупругих взаимодействий и больше энергия, рассеиваемая при каждом столкновении, и, следовательно, меньше глубина выхода. Так, например, для калия глубина выхода фотоэлектронов при облучении излучением с $\lambda = 313$ нм составляет всего 3 атомных слоя. а при $\lambda > 365$ нм она достигает 20 атомных слоев.

У эффективных полупроводниковых фоточувствительных материалов основными видами рассеяния возбужденных электронов являются взаимодействия с фононами (колебаниями кристаллической решетки) и дефектами решетки. При данных видах взаимодействия потери энергии малы́ (в одном акте рассеяния $kT = 0.01 \div 0.05$ эВ). Глубина выхода фотоэлектронов из таких полупроводников может составлять 15—30 нм и более.

Третий фотоэмиссионный процесс является поверхностным, так как происходит в мономолекулярном слое на границе чувствительный слой — вакуум. Высокий квантовый выход фоточувствительных слоев обусловлен объемными и поверхностными свойствами материала, от которых зависит эффективность протекания основных фотоэмиссионных процессов.

Каков же максимальный квантовый выход внешнего фотоэффекта? Если вероятность возбуждения электрона фотоном считать равной единице и не учитывать потерь, то только половина всех возбужденных электронов сможет принять участие в фотоэлектронной эмиссии. Действительно, внутри фоточувствительного слоя электроны совершают хаотическое тепловое движение, характер которого не изменяется и после поглощения излучения. При равновероятном движении по всем направлениям не более половины возбужденных электронов перемещается внутри полусферы, обращенной в сторону поверхности. Если предположить, что внутренние возбужденные электроны, передвигаясь к поверхности, не рассеивают своей энергии и обладают достаточной энергией для преодоления потенциального барьера, то квантовый выход достигает теоретического предела, равного 0,5. Максимальный квантовый выход лучших образцов фоточувствительных слоев составляет 0,3—0,4.

Явление внешнего фотоэффекта впервые было обнаружено Г. Герцем в 1887 г., его основные закономерности экспериментально исследованы А. Г. Столетовым (начиная с 1888 г.), а квантовая трактовка дана А. Эйнштейном в 1905 г.

Теория внешнего фотоэффекта опиралась на предположение, что каждый фотон поглощается одним электроном и каждый электрон

поглощает только один фотон. Основными закономерностями внешнего фотоэффекта, справедливыми для любого материала, можно считать следующие.

а. Величина фототока в режиме насыщения пропорциональна падающему потоку излучения при условии неизменности его спектрального состава (закон Столетова). Для неразложенного потока излучения $I_{\Phi} = s_{I \, \text{инт}} \Phi$, для монохроматического потока излучения $I_{\lambda} = = s_{I\lambda} \Phi$, где s_{I} — токовая чувствительность облучаемого материала.

Очевидно, увеличение потока излучения, т. е. его мощности (амплитуды волны — в классической теории или числа фотонов в единицу времени — в квантовой теории), должно привести к пропорциональному возрастанию числа эмиттируемых электронов.

б. Фототок следует практически безынерционно за изменением потока излучения. Установлено, что фототок появляется и исчезает практически вместе с потоком излучения. Время запаздывания составляет 10⁻¹¹—10⁻¹² с, причем оно затрачивается на выход возбужденного электрона из слоя после акта фотоионизации. Акт фотоионизации длится не более 10-15 с и оценивается временем прохождения излучения скозь слой толщиной в несколько десятков нанометров. Время выхода фотоэлектрона из эффективного фоточувствительного слоя определяется временем, затрачиваемым возбужденным электроном на взаимодействие с фононами. Расчет показывает, что если возбужленный электрон обладает избыточной энергией 1 эВ и при каждом столкновении теряет энергию 0,01 эВ, то ему потребуется 100 столкновений для передачи этой энергии. При средней длине свободного пробега между столкновениями 3 нм полное расстояние, пройденное электроном, составит 300 нм. Если электрон движется с тепловой скоростью 107 см/с, то время выхода его из фоточувствительного слоя будет равно 3 · 10⁻¹² с.

в. Для каждого материала имеется длинноволновая граница спектра излучения λ_0 , за которой фотоэлектронная эмиссия не происходит, или пороговая частота v_0 — «наименьшая частота возбуждающего излучения, при которой еще имеет место фотоэлектронная эмиссия» (ГОСТ 13820—68). Граничная частота выражена резко только при температуре абсолютного нуля. При температуре T > 0 К электроны обладают добавочной тепловой энергией и в состоянии вырваться из вещества при воздействии фотонов с энергией $hv < hv_0$. Поэтому длин-



Рис. 4.4. Энергетические диаграммы металла (а) и собственного полупроводника (б) при T = 0 К

новолновая граница оказывается нерезкой.

Наибольшая энергия электрона в металле E_{max} при T = = 0 К определяется положением уровня Ферми E_{F} (рис. 4.4, *a*). Следовательно, минимальная пороговая энергия фотона hv_0 , способного вырвать электрон из металла,

$$hv_0 = E_a - E_{max}$$
,

где E_a — потенциальный барьер на поверхности металла, отсчитываемый от дна зоны проводимости до уровня вакуума.

Пороговая энергия hv_0 (порог фотоэффекта, порог фотоэлектронной эмиссии) называется также фотоэлектронной работой выхода $e\phi_{\Phi}$. Для металла фотоэлектронная работа выхода $e\phi_{\Phi}$ совпадает с термоэлектронной работой выхода $e\phi_T$ и соответствует минимальной энергии фотона hv_0 , т. е. $e\phi_{\Phi} = e\phi_T = hv_0$.

С учетом выражения (3.1) пороговая длина волны для металла

$$\lambda_0 = \frac{hc}{e\varphi_{\Phi M}} = \frac{1236}{e\varphi_{\Phi M}}.$$

У большинства чистых металлов длинноволновый порог фотоэффекта лежит в ультрафиолетовой области, так как их работа выхода $e\phi_{\Phi_M} > 3$ эВ. Только щелочные и некоторые щелочноземельные металлы, имеющие работу выхода $e\phi_{\Phi_M} < 3$ эВ, чувствительны к видимому излучению.

У собственного полупроводника, энергетическая диаграмма которого представлена на рис. 4.4, б. для возбуждения электрона из валентной зоны в зону проводимости необходимо, чтобы энергия фотона превышала ширину запрещенной зоны E_g . Для того чтобы возбужденный электрон мог выйти в вакуум, он должен иметь энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера, равного энергии электронного сродства χ — энергетического интервала между дном зоны проводимости и уровнем вакуума. Следовательно, минимальная энергия фотона, способного освободить электрон из собственного полупроводника,

$$h\nu_0 = E_g + \chi = e\varphi_{\Phi \pi}, \qquad (4.3)$$

где $e\phi_{\Phi\pi}$ — фотоэлектронная работа выхода собственного полупроводника.

Соответственно выражение для пороговой длины волны собственного полупроводника имеет вид

$$\lambda_0 = \frac{hc}{e\varphi_{\Phi\Pi}} = \frac{hc}{E_g + \chi} = \frac{1236}{E_g + \chi} \,. \tag{4.4}$$

г. Максимальная кинетическая энергия фотоэмиссионных электронов линейно зависит от частоты падающего излучения и не зависит от потока излучения (закон Эйнштейна).

Закон Эйнштейна представляет собой закон сохранения энергии для фотоэлектронной эмиссии. Для объяснения этого закона необходимо воспользоваться теорией твердого тела и квантовой природой излучения. Фотон с энергией $h\nu$ целиком поглощается электроном вещества, имевшим до поглощения энергию E, и повышает его энергию на величину $h\nu$. С максимальной кинетической энергией испускаются веществом те электроны, которые в момент поглощения фотона обладали наивысшей энергией внутри твердого тела и покинули его без рассеяния энергии, затратив только долю энергии на фотоэлектронную работу выхода $e\phi_{\Phi}$ (энергетическое состояние электрона 1 на рис. 4.5). Этот случай возможен, если электрон в момент поглощения фотона находился на поверхности твердого тела или на глубине, меньшей длины свободного пробега. Таким образом, максимальная начальная кинетическая энергия фотоэлектронов определяется соотношением

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = hv - e\varphi_{\Phi}, \qquad (4.5)$$

которое является математическим выражением закона Эйнштейна. Этот закон непосредственно приводит к представлению о пороговой частоте или длине волны, т. е.

$$hv_0 - e\varphi_{\Phi} = 0, \quad hv_0 = e\varphi_{\Phi}.$$

В результате закон Эйнштейна принимает вид

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = hv - hv_0. \tag{4.5a}$$

Распределение эмиттированных фотоэлектронов по энергиям. Энергетическая диаграмма облученного собственного полупроводника, иллюстрирующая распределение вышедших электронов по энергиям, приведена на рис. 4.5. Поскольку внутри твердого тела электроны распределены по энергетическим уровням в соответствии с квантовой статистикой, и после поглощения излучения возбужденные фотоэлектроны обладают различной энергией. Часть возбужденных фотоэлектронов покидает вещество после рассеяния доли своей энергии при



Рис. 4.5. Энергетическая диаграмма собственного полупроводника, иллюстрирующая распределение вышедших электронов по энергиям:

1, 2, 3, 4, 5 — энергетические состояния фотоэлектронов после поглощения фотона с энергией hv; $\left(\frac{mv_1^2}{2}\right)_{max}$, $\frac{mv_2^2}{2}$ н $\frac{mv_3^2}{2}$ – кинетические энергии вышедших электронов различных взаимодействиях внутри решетки и преодоления поверхностного потенциального барьера. Оставшаяся доля энергии сохраняется фотоэлектронами, покинувшими вещество, в начальной кинетической виде энергии. Поэтому при облучении твердого тела даже монохроматическим излучением энергия выходящих фотоэлектронов колеблется от нуля до максизначения, мального равного $h\nu - e\phi_{\Phi}$, которое, как следует из выражения (4.5), линейно увеличивается с частотой падающего излучения. В качестве примера на рис. 4.6. представлены кривые распределения фотоэлектронов по энергиям полупроводникового сурьмяно-цезиевого фотокатода для трех монохроматических потоков излучения. Кривые получены путем дифференцирования вольт-амперкных характеристик квазисферического конденсатора методом тормозящего поля.

Форма кривых распределения фотоэлектронов по энергиям зависит от энергетического распределения электронов внутри полупроводника, величины и характера потерь энергии фотоэлектронов при движении их к поверхности. У сурьмяно-иезиевого фотокатода $h\nu_0 \approx \approx 2$ эВ, следовательно, при $h\nu \ll 2h\nu_0$ потери энергии возбужденных

фотоэлектронов происходят главным образом за счет взаимодействия их с колебаниями решетки (потери незначительные). Поэтому распределение вылетевших фотоэлектронов по энергиям должно в какой-то мере соответствовать энергетическому распределению электронов внутри валентной зоны фотокатода. Действительно, кривая 1 на рис. 4.6 напоминает распределение плотности электронных состояний в валентной зоне. При энергиях фотонов $h_{\nu} > 2h_{\nu_0}$ (кривые 2, 3) возбужденные фотоэлектроны могут расходовать энергию на ударную ионизацию валентного



Рис. 4.6. Энергетическое распределение фотоэлектронов, эмиттированных из сурьмяно-цезиевого фотокатода, для трех монохроматических потоков излучения $(1-hv_1=4,03 \text{ зB}; 2-hv_2=5,8 \text{ зB}; 3-hv_3=6,71 \text{ sB})$

электрона, сопровождающуюся образованием пары свободных носителей заряда — электрона и дырки. При таком процессе потери энергии в одном акте рассеяния равны, по крайней мере, энергии, соответствующей ширине запрещенной зоны (для Cs₃Sb $E_g \approx 1.6$ эВ). Образовавшихся два медленных электрона могут участвовать в фотоэлектронной эмиссии, если оставшаяся у них энергия больше энергии электронного сродства. Таким образом, количество медленных фотоэлектронов возрастает, а быстрых — уменьшается, что подтверждается смещением максимума кривых 2 и 3 в сторону меньших энергий.

Распределение фотоэлектронов по углам вылета. Распределение фотоэлектронов по углам вылета для металлов подчиняется закону косинуса:

$$n_{\theta} = n_0 \cos \theta, \qquad (4.6)$$

где n_0 — число фотоэлектронов, вылетающих по нормали к поверхности; θ — угол вылета, отсчитываемый от нормали к поверхности.

Угловое распределение не зависит от угла падения излучения. Распределение фотоэлектронов по углам вылета для полупроводников еще мало изучено. Для ряда эффективных полупроводниковых фоточувствительных слоев получено угловое распределение, аналогичное распределению для металлов. При наличии на поверхности чувствительного слоя электроположительной пленки форма кривой немного изменяется: количество фотоэлектронов, вылетающих по нормали к поверхности, увеличивается. Многофотонный фотоэффект. Более полная современная теория внешнего фотоэффекта предусматривает возможность процесса возбуждения фотоэлектрона при поглощении двух или нескольких фотонов — многофотонный фотоэффект. Вероятность такого процесса при плотностях потока излучения обычных источников исчезающе мала. С появлением оптических квантовых генераторов, способных излучать потоки плотностью 10⁷ Вт/см², появилась возможность экспериментально осуществить многофотонный фотоэффект.

Двухфотонный эффект наблюдается у сурьмяно-цезиевого фотокатода с пороговой длиной волны 650 нм при облучении его излучением неодимового лазера с длиной волны 1060 нм, трехфотонный фотоэффект — при облучении золота ($\lambda_0 = 242$ нм) излучением рубинового лазера ($\lambda = 694$ нм).

При многофотонном фотоэффекте линейность основных характеристик нарушается. Для двухфотонного фотоэффекта появляется квадратичная зависимость фототока от потока излучения $I \sim \Phi^2$, для трехфотонного — кубическая зависимость $I \sim \Phi^3$. Возрастает и пороговая длина волны: при двухфотонном фотоэффекте $\lambda_{0,2\Phi} \ll 2\lambda_0$, при трехфотонном фотоэффекте $\lambda_{0,3\Phi} \ll 3\lambda_0$. Закон Эйнштейна тоже претерпевает изменение, так как пороговая энергия не остается постоянной при высоких плотностях потока излучения.

Многоэлектронный фотоэффект. Если энергия фотона более чем вдвое превышает порог фотоэффекта или фотоэлектронную работу выхода ($h\nu > 2 - 3h\nu_0$), то существует вероятность того, что возбужденный внутренний фотоэлектрон создает путем ударной ионизации один или несколько вторичных электронов, способных участвовать в фотоэлектронной эмиссии. Вероятность этого процесса возрастает с увеличением энергии фотона. Кроме такого механизма многоэлектронного фотоэффекта предполагается процесс одновременного возбуждения двух или нескольких электронов при поглощении одного фотона, обладающего большой энергией. Таким образом, при достаточно высокой энергии фотонов квантовый выход может быть больше 0,5 и даже 1. Так как для многих веществ $e\phi_{\Phi} = 1,5 \div 4$ эВ, то многоэлектронный фотоэффект можно ожидать только при облучении вещества фотонами с энергией более 6 эВ, т. е. в далекой ультрафиолетовой области. При этом квантовый выход увеличивается, а в энергетическом спектре фотоэлектронов наблюдается уменьшение быстрых и увеличение медленных фотоэлектронов (см. рис. 4.6). Если в распределении фотоэлектронов исчезнут быстрые электроны, то закон Эйнштейна потеряет свой первоначальный смысл.

§ 4.3. Фотоэлектронная эмиссия полупроводников. Полупроводники с нулевым и отрицательным электронным сродством

Порог фотоэффекта и работа выхода собственного и слаболегиророванных примесных полупроводников. Собственный фотоэффект как беспримесных (собственных), так и слаболегированных примесных полупроводников при температуре абсолютного нуля начинает проявляться при возбуждении электронов с верхнего уровня заполненной валентной зоны. Следовательно, порог фотоэффекта (фотоэлектрон-

⁴ ная работа выхода) в этих случаях определяется выражением (4.3) и не связан с положением уровня Ферми. Термоэлектронная работа выхода ефт собственного и слаболегированных примесных полупроводников с плоскими горизонтальными зонами*, энергетические диаграммы которых пред-

ставлены на рис. 4.7, равна энергетическому расстоянию от уровня вакуума до уровня Ферми.

Для собственного полупроводника

$$e\varphi_T = \chi + \frac{1}{2} E_g.$$

Для слаболегированного дырочного полупроводника



Рис. 4.7. Энергетические диаграммы собственного (i), слаболегированных дырочного (p) и электронного (n) полупроводников при T=0 К

$$e\varphi_{T(p)} = \chi + E_g - \frac{1}{2} \delta E_a$$

Для слаболегированного электронного полупроводника

$$e\varphi_{T(n)}=\chi+\frac{1}{2}\,\,\delta E_{\rm g},$$

где δE_a и δE_{π} — соответственно энергии ионизации акцепторной и донорной примесей.

При неизменном пороге фотоэффекта термоэлектронная работа выхода слаболегированного дырочного полупроводника больше, а следовательно, термоток меньше, чем у электронного полупроводника (рис. 4.8). Поскольку термоток, накладывающийся в виде паразитного тока на фототок, ухудшает пороговый поток и обнаружительную способность фотоприемника, лучшими являются фотокатоды, изготовленные из полупроводникового материала с акцепторными примесями.

Влияние поверхностных условий, типа и концентрации примесей на фотоэлектронную эмиссию полупроводников. До сих пор рассматривались энергетические днаграммы полупроводников с горизонтальными зонами до самой поверхности. Эти диаграммы соответствуют однородной периодической структуре кристаллической решетки и справедливы для объема кристалла. Как правило, энергетические зоны оказываются искривленными вблизи поверхности из-за наличия поверхностных состояний, появляющихся в результате нарушения внутреннего потенциального периодического поля, связанного

^{*} Лишь небольшая группа реальных полупроводников имеет такую структуру энергетических зон, например атомно-чистый кремний.

с обрывом кристаллической решетки. Влияние обрыва решетки на энергетический спектр электронов исследовал Тамм. Он показал, что существование поверхности является нарушением периодичности, поэтому на поверхности возникают локальные уровни, расположенные внутри запрещенной зоны полупроводника. Эти уровни выполняют ту же роль, что и примесные уровни в объеме кристалла. Они могут служить донорами, акцепторами и центрами рекомбинации.



Рис. 4.8. Характер изменения порога фотоэффекта и термоэлектронной работы выхода слаболегированного полупроводника при изменении типа примеси Отличительной чертой этих уровней является их локализация не только по энергиям, но и в пространстве -- они сосредоточены лишь на поверхности. Такие поверхностные состояназываются уровнями Тамма ния поверхностными ИЛИ уровням и. Порядок плотности уровней соответствует числу атомов на 1 см² поверхности. Так как параметры кристаллической решетки составляют величину, примерно равную 3 · 10⁻⁸ см, то плотность таммовских уровней должна быть порядка 10¹⁵ см⁻². Роль этих уровней велика, когда их число сравнимо с количеством примесных уровней в объеме полупроводника.

В запрещенной зоне реального полупроводника вблизи поверхности могут возникать и другие разрешенные уровни, связанные, например, с дефектами поверхности или с

наличием на ней пленок адсорбированных атомов посторонних веществ.

С Полупроводники *п*-типа акцепторными поверхности. В электронных полупроуровнями на водниках электроны с объемных донорных уровней переходят на акцепторные поверхностные уровни, создавая отрицательный заряд на поверхности полупроводника. В приповерхностном слое остается положительный объемный заряд, распространяющийся на некоторую глубину в толщу полупроводника. Толщина приповерхностного слоя объемного заряда, на протажении которой происходит нейтрализация поверхностного заряда, зависит от степени легирования полупроводника. Наличие двойного слоя зарядов с отрицательным зарядом на поверхности создает в приповерхностной области тормозящее поле, которое препятствует дальнейшему переходу электронов с донорных уровней на поверхностные уровни. Благодаря тормозящему полю электрону, возбужденному в объеме, для выхода из полупроводника потребуется большая энергия, чем электрону, возбужденному на поверхности. Следовательно, энергетические уровни в объеме полупроводника должны опуститься вниз относительно этих же уровней на поверхности и уровня вакуума. В области действия объемного заряда происходит искривление энергетических зон. На рис. 4.9 изображена энергетическая диаграмма полупроводника *п*-типа с акцепторными уровнями на поверхности. Здесь же приведены обозначения парамет-

174

ров, используемые при описании объемных и поверхностных свойств полупроводниковых фоточувствительных слоев (фотоэмиттеров). Эффективная энергия электронного сродства $\chi_{$$\phi\phi}^{*}$, равная энергетическому расстоянию между вакуумным уровнем и дном зоны проводимости в объеме кристалла, для рассматриваемого типа полупроводника увеличивается на $\Delta \chi$ по сравнению с ее значением на поверхности $\chi_{\text{пов}}$:

$$\chi_{a\phi\phi} = \chi_{nob} + \Delta \chi.$$



Рис. 4.9. Энергетическая диаграмма полупроводника *n*-типа с акцепторными уровнями на поверхности

Рис. 4.10. Энергетическая диаграмма полупроводника *р*-типа с донорными уровнями на поверхности

Λχ

 $h v_{nnB}$

 $\chi_{a \phi \phi}$

x

Порог поверхностного фотоэффекта полупроводника

$$h_{\nu_0 \text{ пов}} = E_g + \chi_{\text{пов}}.$$

Квантовый выход вблизи порога поверхностного фотоэффекта мал, так как фотоэлектронная эмиссия представляет собой в основном объемный, а не поверхностный процесс. Фотоэлектронная эмиссия из объема (если не учитывать процессы в поверхностном слое изгиба зон, считая его достаточно тонким) начинает проявляться при энергиях фотонов, превышающих $h_{\nu_0 \text{ пов}}$ на $\Delta \chi$. Следовательно, порог объемного фотоэффекта (фотоэлектронной эмиссии) полупроводника

$$h\nu_{0 00} = h\nu_{0 000} + \Delta \chi$$
.

Полупроводники *p*-типа с донорными уровнями на поверхности. В дырочных полупроводниках с донорными уровнями на поверхности в результате перехода электрона с донорного поверхностного уровня на акцепторный объемный уровень на поверхности образуется положительный, а в приповерхностном слое — отрицательный заряд. Поле двойного слоя зарядов в приповерхностной области дырочного полупроводника способствует выходу электронов из объема в вакуум. Поэтому все энер-

^{*} В дальнейшем под энергией электронного сродства χ будем понимать эффективную энергию электронного сродства χ_{эфф}.

гетические уровни в объеме полупроводника поднимаются вверх относительно этих же уровней на поверхности и уровня ваккума, а в области действия объемного заряда происходит искривление энергетических зон (рис. 4.10). Энергия электронного сродства в объеме χ_{3000} уменьшается на ΔX по сравнению с χ_{100} :

$$\chi_{\rm s \phi \phi} = \chi_{\rm mob} - \Delta \chi \, .$$

Порог объемной фотоэлектронной эмиссии также уменьшается на ΔХ:

$$h \nu_{0\bar{0}} = h \nu_{0 \text{ mom}} - \Delta \chi.$$

Таким образом, у рассмотренных типов полупроводников порог объемной фотоэлектронной эмиссии или фотоэлектронная работа выхода при переходе от электронного к дырочному полупроводнику уменьшается.

У наиболее фоточувствительных материалов фотоэлектронная эмиссия происходит в основном из объема, так как толщина области изгиба энергетических зон x_0 у них значительно меньше эффективной глубины зарождения фотоэлектронов 1/a и глубины их выхода l_e . Толщина области изгиба энергетических зон зависит от концентрации легирующей примеси. Чем больше концентрация, тем тоньше область изгиба зон и больше ΔX . Так, например, у кремния *p*-типа с концентрацией примеси порядка 10^{20} см⁻³ протяженность области искривления энергетических зон составляет примерно 2 нм. Эффективное же поглощение излучения, а значит, и зарождение фотоэлектронов у большинства фоточувствительных материалов происходит в слое толщиной 10-20 нм. Глубина выхода фотоэлектронов из этих материалов рав-



Рис. 4.11. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэлектронной эмиссии кремния, легированного акцепторной и донорной примесями с различной концентрацией: $N_{1p} > N_{2p}$, $N_{1n} > N_{2n}$ на 15—30 нм. Поэтому процессы фотоэлектронной эмиссии у них происходят в слое толщиной, превышающей толщину изгиба энергетических зон, где порог фотоэффекта ниже.

Увеличение концентрации акцепторной примеси повышает квантовый выход и уменьшает порог фотоэффекта, что приводит к смещению спектральной характеристики в длинноволновую область (кривые 1р и 2р на рис. 4.11). При увеличении концентрации донорной примеси наблюдаются обратные явления (кривые 1n и 2n).

Таким образом, влияние поверхностных условий и легирующей примеси сводится главным образом к созданию в приповерхностном слое электрического поля, от которого зависят фотоэмиссионные свойства полупроводника.

Термоэлектронная работа выхода примесных полупроводников при изменении типа примеси может незначительно отличаться вследствие возможной стабилизации уровня Ферми в центре запрещенной зоны на поверхности, где сосредоточены поверхностные состояния. В объеме же за счет искривления энергетических зон уровень Ферми располагается у границ соответствующих зон в зависимости от типа полупроводника. Поэтому термоэлектронная работа выхода примесных полупроводников за счет положения уровня Ферми на их поверхности имеет значение, близкое к такому же значению для собственного полупроводника:

$$e\varphi_T = \chi_{\text{nob}} + E_g/2.$$

Полупроводники, у которых термоэлектронная работа выхода при введении донорной или акцепторной примеси почти не изменяется, называют полупроводникафиксированным поломи С уровня Ферми жением на поверхности. На рис. 4.12 показан характер изменения термоэлектронной работы выхода и порога фотоэффекта при изменении типа примеси полупроводников.

Полупроводники с нулевым и отрицательным электронным сродством. У полупроводников *p*-типа при высокой степени легирования акцепторной примесью и наличии донорных поверхностных состояний на атомарно чистой поверхности уровень Ферми в объеме полупроводника совпадает с потолком валентной зоны или располагается вблизи него. Поэтому порог фотоэффекта или фотоэлектронная работа выхода соответствует работе выхода, определяемой по термоэлектронной



Рис. 4.12. Характер изменения термоэлектронной работы выхода и порога фотоэффекта полупроводника с фиксированным положением уровня Ферми на поверхности при изменении типа примеси

эмиссии (рис. 4.13, a). Для увеличения эмиссии фотоэлектронов, переведенных в зону проводимости полупроводника, очевидно, требуется уменьшить энергию электронного сродства материала χ , что равнозначно уменьшению термоэлектронной работы выхода eq_T

Снижение термоэлектронной работы выхода достигается нанесением на поверхность полупроводника пленки из электроположительного вещества, толщина которой близка к толщине моноатомного слоя. Такое адсорбированное вещество образует дипольный слой с положительным зарядом на поверхности, граничащей с вакуумом. Внутри слоя сосредоточено электрическое поле, облегчающее выход электронов в вакуум. Уменьшение потенциала работы выхода $\Delta \varphi$ пропорционально поверхностной плотности адсорбированных атомов n и их дипольному моменту *ed*:

$$\Delta \varphi = ned/\varepsilon_{0}$$
,

где во --- электрическая постоянная.

В качестве материалов для электроположительных пленок обычно используют цезий, окись цезия или другие его соединения (в част-

ности CsF). Пленка окиси цезия за счет большего дипольного момента сильнее снижает работу выхода, чем пленка чистого цезия. Так, например, пленка чистого Cs, нанесенная на поверхность арсенида галлия GaAs, снижает работу выхода материала с 4,71 до 1,4 эВ, а пленка окиси цезия — до 0,8—0,7 эВ. Форма потенциального барьера у поверхности сильнолегированного дырочного полупроводника типа GaAs при наличии электроположительной адсорбированной пленки Cs оптимальной толщины показана на рис. 4.13, б. Имеющийся узкий пик потенциального барьера на границе полупроводник — пленка обычно не учитывают из-за малой его протяженности. Электроны проникают через этот пик за счет туннельного эффекта.



Рис. 4.13. Энергетические диаграммы сильнолегированного дырочного полупроводника типа GaAs в различных условиях: *а* — сильнолегированный полупроводник без поверхностной пленки; *б* — сильнолегированный полупроводник с оптимальной по толщине пленкой Сs на поверхности; *в* — сильнолегированный полупроводник с оптимальной по толщине пленкой Cs — O на поверхности

Если ширина запрещенной зоны сильнолегированного полупроводника *p*-типа равна или больше термоэлектронной работы выхода, то энергия электронного сродства в первом случае равна нулю, во втором имеет отрицательное значение (рис. 4.13, *б*, *в*). Следовательно, 50% фотоэлектронов, возбужденных в зону проводимости в пределах глубины выхода, даже находясь на самом дне зоны проводимости, могут выйти из полупроводника. Таким образом, квантовый выход вблизи границы полосы собственного поглощения резко возрастает.

Результаты исследований, в которых на основе физических представлений о механизме эмиссии полупроводников показана возможность создания фотоэмиттеров с нулевым и отрицательным электронным сродством, были опубликованы Широм и ван Ларом в 1965 г. Для изготовления новых эффективных фотокатодов в качестве исходных полупроводниковых материалов были выбраны соединения элементов III и V групп Периодической системы А¹¹¹В^V, обладающие необходимой шириной запрещенной зоны, высокой поглощательной способностью вблизи границы полосы собственного поглощения и достаточно большой подвижностью носителей заряда.

Одним из первых исследованных материалов был арсенид галлия GaAs. Чистый арсенид галлия обладает свойствами собственного полупроводника с шириной $E_{\sigma} = 1,4$ эВ, энергией электронного сродства 4,07 эВ, порогом фотоэффекта 5,47 эВ и термоэлектронной работой выхода 4,71 эВ. Исходный материал имеет низкий квантовый выход. Для получения фотоэмиттера с нулевым или отрицательным электронным сродством арсенид галлия сначала легируют цинком до концентрации 4 · 10¹⁹ см⁻³ или германием до концентрации 9 · 10¹⁸ см⁻³. На легированную очишенную поверхность арсенида галлия в сверхвысокого вакуума $(p \le 1.3 \cdot 10^{-8} \Pi a)$ **VCЛОВИЯХ** наносят оптимальную по толщине пленку цезия или окиси цезия. При нанесении пленки цезия работа выхода снижается до величины, равной ширине запрешенной зоны (см. рис. 4.13, б). При нанесении оптимальной по толщине пленки окиси цезия работа выхода снижается до 0.8 эВ, уровень вакуума располагается ниже дна зоны проводимости. Энергия электронного сродства отрицательна и для GaAs она равна 0.6 эВ. Порог фотоэффекта остается таким же, как и у фотоэмиттеров с нулевым электронным сродством, поскольку в обоих случаях он определяется шириной запрещенной зоны. Но чем больше абсолютное значение отрицательного электронного сродства. тем меньшая часть изгиба энергетических зон лежит ниже уровня вакуума (d' < d на рис. 4.13) и тем выше стабильность и квантовый выход фоточувствительного слоя.

Особенностью процесса эмиссии полупроводников с нулевым и отрицательным электронным сродством является то, что в нем участвуют не только электроны, возбужденные на уровни выше уровня вакуума, но и тер мализо вав шиеся электроны. Термализовавшимися называют электроны, которые рассеивают избыточную энергию и опускаются на дно зоны проводимости. Время рассеяния избыточной энергии (время термализации), как было указано в § 4.2, составляет 10^{-12} с. Время жизни термализовавшихся электронов соответствует времени жизни неосновных носителей заряда в полупроводнике и определяется процессами рекомбинации. Для полупроводников с отрицательным электронным сродством время жизни составляет $10^{-9}-10^{-6}$ с. Глубина выхода фотоэлектронов при этом совпадает с диффузионной длиной, равной расстоянию, на котором избыточная концентрация фотоэлектронов уменьшается вследствие рекомбинации в *е* раз. Диффузионная длина фотоэлектронов

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = \sqrt{\frac{kT}{e} \mu_n \tau_n}, \qquad (4.7)$$

где D_n — коэффициент диффузии; τ_n — время жизни электрона; k — постоянная Больцмана; T — температура; μ_n — подвижность электрона; e — заряд электрона.

Обычно диффузионная длина электронов для арсенида галлия лежитв пределах 1—10 мкм. Диффузионная длина электронов для кремния при концентрации примесей 1,5 · 10¹⁸ см⁻³, подвижности 175 см²/В · с и времени жизни 5 · 10⁻⁷ с составляет 15 мкм. Поэтому кремний, несмотря на меньшую поглощательную способность вблизи порога фотоэффекта по сравнению с соединениями группы А¹¹¹В^V, был

7*

одним из первых материалов, используемых для эмиттеровс отрицательным электронным сродством.

Глубина выхода термализовавшихся электронов значительно превышает глубину выхода возбужденных электронов и мсжет быть больше глубины зарождения фотоэлектронов даже вблизи границы полосы собственного оптического поглощения, где показатель поглощения мал и излучение проникает глубоко втолщу полупроводника.



Рис. 4.14. Спектральные характеристики квантового выхода нескольких фотокатодов обычного типа и одного фотокатода с отрицательным элек-

тронным сродством

Поэтому фотоэмиттеры с нулевым и отрицательным электронным сродством обладают высоким квантовым выходом и в области границы полосы собственного поглощения.

Спектральные характеристики квантового выхода нескольких фотокатодов обычного типа и одного фотокатода с отрицательным электронным сродством представлены на рис. 4.14. Как видно, характеристика фотокатода с отрицательным электронным сродством отличается от аналогичной характеристики даже наиболее эффективного многощелочного фотокатода крутым подъемом и высоким квантовым выходом вблизи порога чувсвидетельствует о ствительности, что большом значении глубины выхода фотоэлектронов из фотокатода типа GaAs.

Так как порог фотоэффекта для эмнттеров с отрицательным электронным сродством определяется шириной запрещенной

зоны, то, используя полупроводники с узкой запрещенной зоной, можно сместить спектральную характеристику в область более длинных волн, если при этом будет обеспечено отрицательное электронное сродство. Широкий набор материалов с различной шириной запрещенной зоны можно получить, применяя трех- и четырехкомпонентные соединения элементов III и V групп. Например, если взять два соединения GaAs и InAs, имеющие соответственно $E_g = 1.4$ эВ и $E_g = 0.35$ эВ, то у тройного соединения In_{1-x}Ga_xAs ширина запрещенной зоны будет определяться величиной x и лежать в пределах 0.35-1.4 эВ.

В принципе работа выхода материала с поверхностной пленкой Cs₂O может быть снижена до 0,8—0,7 эВ. Поэтому вначале казалось, что возможно получить порог фотоэмиссии при такой же энергии фотонов, подобрав соединение с соответствующей шириной запрещенной зоны. Однако для получения низкой работы выхода требуется многократная обработка поверхности цезием и кислородом, в результате чего образуется сравнительно толстое покрытие. Это покрытие можно расценивать как полупроводящий слой Cs₂O, обладающий электропроводностью *n*-типа с изгибом энергетических зон вблизи поверхностей раздела. Величина изгиба зон как в узкозонном полупровод-
нике, так и в слое Cs₂O является функцией плотности поверхностных состояний на границе раздела. Таким образом образуется система двух контактирующих полупроводников с различным типом электропроводности — гетероструктура, энергетическая диаграмма которой показана на рис. 4.15. На границе раздела гетероструктуры возникает промежуточный потенциальный барьер, высота которого соответ-

ствует разности энергий уровня Ферми и границы зоны проводимости Cs_2O у поверхности раздела. Ее величина $E_6 \approx 0.9$ эВ бо́льшая, чем значение E_g для основного полупроводникового материала, и определяет порог фотоэффекта. Уменьшение высоты барьера предполагается осуществлять с помощью создания специальных промежуточных слоев.

Квантовый выход при смещении порога фотоэффекта в область бо́льших длин волн снижается, так как необходимые для этой цели сравнительно толстые поверхностные пленки фотокатода приводят к уменьшению вероятности выхода электронов.



Рис. 4.15. Энергетическая диаграмма системы узкозонный полупроводник — слой Cs₂O — вакуум

§ 4.4. Квантовый выход фотоэлектронной эмиссии полупроводников и его спектральная зависимость

Вывод выражения для квантового выхода фотоэлектронной эмиссии, осуществленный Спайсером, основывается на объемном характере фотоэмиссионных процессов. Рассмотрим бесконечно толстый полупроводник, чтобы не учитывать интерференционных эффектов (рис. 4.16). Пусть на полупроводник падает некоторое количество фотонов (монохроматическое излучение), плотность которых в единицу времени обозначим N_0 . Тогда плотность фотонов N(x) в единицу времени на глубине x будет определяться выражением, аналогичным (4.1). Плотность поглощенных фотонов в единицу времени на глубине x в слое толщиной dx равна

$$dN(x) = \alpha N_0 (1 - R) e^{-\alpha x} dx.$$
(4.8)

Показатель поглощения α можно представить как сумму двух показателей: α_{Φ} и α_{3} . Показатель α_{Φ} определяет долю поглощенного излучения, связанного с фотоэмиссией, показатель α_{3} — долю излучения, приводящего к возбуждению электронов на уровни ниже вакуумного. Тогда для количества возбужденных фотоэлектронов в слое толщиной dx, способных участвовать в фотоэмиссии, получаем выражение

$$dn_{\rm BH}(x) = \alpha_{\rm p} N_0 (1 - R) e^{-\alpha x} dx. \tag{4.9}$$

Возбужденные фотоэлектроны, двигаясь в объеме полупроводника, претерпевают упругие и неупругие взаимодействия с решеткой и другими электронами и постепенно рассеивают избыточную энергию. Вероятность выхода возбужденных электронов P(x) в зависимости от координаты *х* может быть описана экспоненциальной функцией

$$P(x) = P_0 e^{-\beta x},$$
 (4.10)

ţ,

где P₀ — вероятность выхода фотоэлектронов, возбужденных на поверхности, не зависящая от x; β — показатель поглощения фотоэлектронов при движении их к поверхности.



Рис. 4.16. К выводу квантового выхода фотоэлектронной эмиссии полупроводника

Обратная величина $1/\beta = l_e$ имеет смысл эффективной глубины выхода фотоэлектронов из вещества.

Количество фотоэлектронов, выходящих в единицу времени из слоя толщиной dx, лежащего на глубине x от поверхности, определяется произведением выражений (4.9) и (4.10):

$$dn(x) = \alpha_{\Phi} N_0 (1 - R) P_0 e^{-(\alpha + \beta) x} dx. (4.11)$$

Интегрируя (4.11), получаем выражение для эмиссии фотоэлектронов бесконечно толстого полупроводника:

$$n = \alpha_{\Phi} N_0 (1 - R) P_0 \int_0^\infty e^{-(\alpha + \beta)x} dx = \frac{\alpha_{\Phi}}{\alpha + \beta} N_0 (1 - R) P_0. \quad (4.12)$$

В результате квантовый выход фотоэлектронной эмиссии, рассчитанный на число падающих фотонов,

$$Y = \frac{n}{N_0} = \frac{a_0}{a+\beta} (1-R) P_0 = (1-R) \frac{a_0}{a} \frac{P_0}{1+1/al_e} \cdot (4.13)$$

Таким образом, параметрами фотокатода, определяющими квантовый выход, являются коэффициент отражения, показатель поглощения излучения, эффективная глубина выхода фотоэлектронов и вероятность выхода фотоэлектронов с поверхности. Из формулы (4.13) видно, что для получения высокого квантового выхода необходимо, чтобы фотоэмиссионный материал имел малый коэффициент отражения и высокий показатель оптического поглощения, причем поглощенное излучение должно вызывать в основном межзонные переходы фотоэлектронов на уровни выше вакуумного ($\alpha \approx \alpha_{\Phi}$), т. е. сопровождаться фотоэлектронной эмиссией. Фотоэмиссионное поглощение связано с энергией электронного сродства χ полупроводника. Чем меньше χ , тем ниже потенциальный барьер и больше возбужденных электронов сможет выйти в вакуум. Вероятность выхода фотоэлектрона с поверхности полупроводника зависит от состояния поверхности и не превышает 0,5.

Одним из основных факторов, определяющих квантовый выход, является соотношение между эффективными глубинами поглощения излучения $1/\alpha$ и выхода фотоэлектронов l_e . При этом для эффектив-

ных фотоэмиссионных материалов должно выполняться неравенство $l_e \gg 1/\alpha$.

Глубина проникновения излучения при собственном поглощении зависит от свойств среды и с увеличением частоты излучения уменьшается. Эффективное затухание, а значит, и зарождение возбужденных фотоэлектронов у большинства полупроводников происходит в слое толщиной от 10 до 20—100 нм. Глубина выхода фотоэлектронов определяется потерями энергии на пути от места их зарождения

до границы с вакуумом. Потерями энергии фотоэлектронов в полупроводнике за счет взаимодействия с отдельными электронами проводимости и совокупностью электронов проводимости можно пренебречь, так как концентрация их при комнатной температуре мала.

Основным механизмом энергетических потерь фотоэлектронов в полупроводниках является рассеяние энергии на фононах, дефектах решетки, а также при взаимодействии с валентными электронами. Взаимодействие возбужденного электрона с валентным электроном возможно лишь в случае достаточно большой энергии фото-





электрона, необходимой для возбуждения валентного электрона и перевода его в зону проводимости. Этот процесс носит название ударной ионизации и приводит к образованию дополнительной пары свободных носителей заряда — электрона и дырки. У каждого полупроводникового материала порог энергии ударной ионизации Е_л зависит от степени упорядоченности кристаллической решетки и структуры энергетических зон материала, в частности от ширины запрещенной зоны E_g . Обычно E_{pl} составляет величину E_{g} до $(2-3)E_{g}$. Вероятность ударной ионизации связана OT соотношением ширины запрещенной зоны и электронного сродства. Если ширина запрещенной зоны мала по сравнению с электронным сродством, т. е. $E_{g}/\chi < 1$, то вероятность ударной ионизации велика, что неблагоприятно сказывается на фотоэмиссионных свойствах материала. Примером может служить висмуто-цезиевый фотокатод, имеющий E_g/x < 1 и E_{ni} < 1,3 эВ. Упрощенная энергетическая диаграмма этого фотокатода представлена на рис. 4.17, а. При поглощении фотонов с энергией, равной или несколько превышающей $(E_g + \chi)$, в зоне проводимости появляются возбужденные электроны с кинетической энергией, близкой к χ (переход 1). Так как $\chi >$ > E_g и χ > E_{pl} , то возбужденные фотоэлектроны в зоне проводимости имеют энергию, достаточную для возбуждения валентных электронов и перевода их в зону проводимости. При этом возбужденные первичные фотоэлектроны, потеряв слишком много энергии, не могут выйти в вакуум (переход 1'), так же как и вторичные электроны (переход 2), у которых приобретенная энергия меньше χ . Таким образом, глубина выхода фотоэлектрона у таких полупроводников не превышает средней длины свободного пробега, составляющий 1—3 нм, и значительно меньше глубины зарождения фотоэлектронов.

Наибольшей эффективностью обладают полупроводники, у которых при малом значении энергии электронного сродства выполняются соотношения $\chi < E_g$ и $\chi < E_{pl}$. Такая структура энергетических зон, представленная на рис. 4.17, 6, характерна для фотокатода Cs₃Sb. Эта энергетическая диаграмма отличается от рассмотренной диаграммы химически близкого соединения Cs₃Bi, хотя пороги фотоэффекта у них практически совпадают. При поглощении фотонов $hv > (E_g +$ $+\chi)$ в зоне проводимости появляются возбужденные электроны с энергией, мало отличающейся от χ . Но этой энергии недостаточно для возбуждения валентного электрона за счет ударной ионизации, поскольку $\chi < E_{pl}$. Основным механизмом энергетических потерь в материалах с такой структурой является рассеяние на фононах. Так как в одном акте рассеяния на фононах возбужденный фотоэлектрон теряет лишь незначительную часть своей энергии (порядка 0,01 — 0,06 эВ), то средняя глубина выхода l_a составляет 15—30 нм.

Глубина выхода фотоэлектрона может быть оценена по формуле

$$l_e \approx \left(\frac{N_{\rm c}}{3}\right)^{1/2} \, l_{\rm cp} \, , \label{eq:less}$$

где N_c — число столкновений; l_{ср} — средняя длина свободного пробега электрона.

Взяв данные из примера расчета времени выхода фотоэлектрона из эффективного материала (см. § 4.2), в котором $N_c = 100$, $l_{cp} = 3$ нм, получим $l_e \approx 17$, 3 нм. Это значение глубины выхода фотоэлектронов соизмеримо, а для некоторых полупроводников даже больше глубины зарождения фотоэлектронов.

Глубину выхода, а также вероятность выхода фотоэлектронов можно определить экспериментально фотоэмиссионным методом, воспользовавшись линейной зависимостью обратной величины квантового выхода от обратной величины показателя поглощения излучения, полученной из выражения (4.13) после его преобразования:

$$\frac{1-R}{Y} = \frac{1}{P'} \left(1 + \frac{1}{a} \frac{1}{l_e} \right), \qquad (4.14)$$

где $P' = P_0 \frac{\alpha_{\Phi}}{\alpha}$.

Если предположить, что l_e и P' являются постоянными величинами для небольшого интервала длин волн, то необходимо измерить в этом интервале спектральные зависимости квантового выхода фото.

электронной эмиссии *Y*, коэффициента отражения *R* и показателя поглощения материала α и нанести экспериментальные точки на график в координатах $\frac{1-R}{Y}\left(\frac{1}{\alpha}\right)$. Экспериментальные точки должны оказаться на прямой, продолжение которой пересекает ось абсцисс в точке $-1/\alpha = l_e$ и ось ординат в точке $\frac{1-R}{Y} = \frac{1}{P'}$. На рис. 4.18 приведена зависимость (4.14) экспериментального фотокатода с отрицательным электронным сродством для шести значений энергии фотонов в



Рис. 4.18. Определение глубины и вероятности выхода фотоэлектронов для полупроводниковых фотокатодов экспериментальным методом, основанным на использовании формулы квантового выхода



Рис. 4.19. Типичная зависимость квантового выхода фотоэлектронной эмиссии полупроводников от энергии фотонов

припороговой области ($h\nu = 1, 4-1, 45$ эВ). Фотокатод изготовлен на кристалле GaAs, легированном германием, и обработан кислородом и цезием. Вероятность выхода у исследуемого образца 0,26, глубина выхода 3,7 мкм. Такая большая глубина выхода свидетельствует о том, что в припороговой области фотоэмиссионный ток состоит в основном из термализовавшихся электронов.

Спектральная зависимость квантового выхода фотоэлектронной эмиссии полупроводников. Типичная зависимость квантового выхода фотоэлектронной эмиссии полупроводников от энергии фотонов показана на рис. 4.19. На начальном участке наблюдается резкое нарастание квантового выхода, затем при энергиях примерно на 1 эВ выше порога фотоэффекта кривая переходит в плато, характер которого связан со свойствами зонной структуры полупроводника.

Начальный участок резкого нарастания кривой $Y(h\nu)$ с учетом возможности прямых и непрямых переходов фотоэлектронов при различных энергиях фотонов описывается зависимостью

$$Y = \sum_{p} C_{p} (hv - hv_{0})'^{p}, \qquad (4.15)$$

где p — тип перехода; C_p и r_p — константы, hv_0 — порог фотоэффекта.

Константы, так же как и порог фотоэффекта, зависят от типа переходов фотоэлектронов (прямых и непрямых), которые и определяют вид начального участка спектральной характеристики. Вероятность непрямых переходов меньше, чем прямых, и с ними связано поведение спектральной характеристики вблизи порога фотоэффекта.

Раскроем выражение (4.15), используя формулу квантового выхода (4.13). Для этого введем в формуле (4.13) зависимости основных величин от энергии фотонов. Строго говоря, все величины зависят от энергии фотона, но в разной степени. Наиболее ярко выражена зависимость показателя поглощения от энергии фотона. Показатель α_{Φ} на начальном участке возрастает при увеличении энергии фотонов начиная с $h\nu_0$, т. е. является функцией разности ($h\nu - h\nu_0$). На основании экспериментальных исследований группы наиболее эффективных полупроводниковых ссединений было принято изменение α_{Φ} с частотой излучения представлять в виде степенной, а произведение $P_0(1 - R) - в$ виде линейной функции разности ($h\nu - h\nu_0$):

$$\alpha_{\Phi} = A \left(h \nu - h \nu_{0} \right)^{3/2} \tag{4.16}$$

И

$$P_{0}(1-R) = B(h\nu - h\nu_{0}). \qquad (4.17)$$

Спектральная зависимость квантового выхода для начального участка характеристики после введения соотношений (4.16) и (4.17) в формулу (4.13) приобретает вид

$$Y = \frac{A (h\nu - h\nu_0)^{3/2} B (h\nu - h\nu_0)}{A (h\nu - h\nu_0)^{3/2} + \gamma},$$
 (4.18)

где $\gamma = \beta + \alpha_{\sigma}$; А и В — константы.

Вблизи порога фотоэффекта при $h\nu \sim h\nu_0$ основную роль играют непрямые переходы. В этой области $a_\sigma > a_\Phi$ и $\gamma > A(h\nu - h\nu_0)^{3/2}$. Тогда выражение (4.18) можно упростить, пренебрегая в знаменателе первым слагаемым:

$$Y' = C_{\rm H} \left(h \nu - h \nu_{\rm 0H} \right)^{5/2}, \qquad (4.19)$$

где $C_{\rm H}$ — константа, определяющая вероятность непрямых переходов и зависящая от интенсивности излучения; $h\nu_{0\rm H}$ — порог фотоэффекта для непрямых переходов.

При энергиях фотонов $h\nu > h\nu_0$ будут преобладать прямые переходы, $\alpha_{\Phi} > \alpha_{\sigma}$ и $A(h\nu - h\nu_0)^{3/2} > \gamma$. После упрощения выражения (4.18) получим

$$Y'' = C_{\pi} (h \nu - h \nu_{0\pi}), \qquad (4.20)$$

где C_n — константа, определяющая вероятность прямых переходов и зависящая от интенсивности излучения; hv_{0n} — порог фотоэффекта для прямых переходов.

После объединения выражений (4.19) и (4.20) аналитическое выражение спектральной зависимости квантового выхода для начального участка характеристики приобретает вид

$$Y = C_{\rm II} (h \nu - h \nu_{\rm 0H})^{5/2} + C_{\rm II} (h \nu - h \nu_{\rm 0II}) \,.$$

В области преобладания непрямых у переходов (припороговая область) квантовый выход фотоэлектронной эмиссии полупроводников возрастает с увеличением энергии фотонов по степенному При дальнейшем увеличении закону. энергии фотонов начинают преобладать прямые переходы и зависимость квантового выхода от энергии фотонов приобретает линейный характер. Справедливость такой спектральной зависимости квантового выхода подтверждается характеристиками реальными чистых полупроводников с плоскими энергетическими зонами. Примером может служить экспериментальная зависимость фотоэлектронной квантового выхода эмиссии с атомно-чистого кремния (рис. 4.20). На графике отчетливо различаются области, соответствующие прямым



Рис. 4.20. Спектральная зависимость квантового выхода фотоэлектронной эмиссии атомно-чистого кремния

 $(hv_{ou} = 5.45 \text{ эВ})$ и непрямым $(hv_{ou} = 5.15 \text{ эВ})$ переходам.

§ 4.5. Основные свойства эффективных фотоэмиссионных полупроводников

Наиболее важными свойствами фотоэлектронных материалов являются те, которые непосредственно влияют на эмиссию фотоэлектронов. К ним относятся структуры кристаллической решетки и энергетических зон полупроводника, свойства, связанные с типом и концентрацией примеси, а также с поверхностными состояниями. Кроме того, большую роль играют оптические, электрические и термоэлектрические свойства полупроводника. Наиболее эффективными, широко используемыми в различных областях спектра излучения являются соединения щелочных металлов с элементами V, VI и VII групп Периодической системы. Большинство этих материалов имеет следующие общие свойства:

1. Фотоэмиссионные материалы, как правило, являются полупроводниками *p*-типа с донорными уровнями на поверхности, имеющими в приповерхностном слое поле, способствующее снижению эффективной энергии электронного сродства.

2. Показатель поглощения в области собственного поглощения излучения достигает 10⁵—10⁶ см⁻¹ при незначительном коэффициенте отражения.

3. Поглощение излучения фоточувствительным слоем носит фотоэмиссионный характер. Это условие выполняется у материалов с малой энергией электронного сродства и наилучшим образом у фотоэмиттеров с нулевым или отрицательным электронным сродством, у которых наблюдается высокий квантовый выход даже вблизи порога фотоэффекта.

187

4. Энергия электронного сродства большинства наиболее чувствительных фотоэмиттеров, изготовляемых в серийных фотоприемниках, в зависимости от диапазона спектральной чувствительности лежит в пределах 0,2—0,8 эВ. Энергия электронного сродства должна быть, как правило, меньше ширины запрещенной зоны: $\chi < E_g$. При таком соотношении вероятность потерь на ударную ионизацию мала́.

Ширина запрещенной зоны фотоэмиттеров, чувствительных в видимой области спектра, определяется из условий $hv_0 = E_g + \chi < < 1,6$ эВ и $E_g > \chi$. Отсюда следует, что эффективные фотокатоды, чувствительные в видимой области спектра, должны иметь ширину запрещенной зоны, равную 1,6—1 эВ, и энергию электронного сродства, не превышающую 0,6 эВ. Чтобы сместить порог фотоэффекта в инфракрасную область спектра, необходимо применять материалы с более узкой запрещенной зоной и малой энергией электронного сродства при сохранении условия $E_g > \chi$.

5. Эффективные фотоэмиссионные полупроводники имеют кубическую структуру кристаллической решетки, характерную для дырочной электропроводности. Электронной электропроводности соответствует гексагональная структура решетки, которая является менее плотной по сравнению с кубической структурой.

Связь электропроводимости со структурой материала можно проиллюстрировать на примере антимонида щелочного металла. Роль примеси в таких материалах, создающей акцепторные или донорные уровни в запрещенной зоне, играет избыток или недостаток одного из компонентов соединения, т. е. нарушение его стехиометрического состава. В кубическую структуру антимонидов щелочных металлов, являющуюся наиболее плотной, внедрение дополнительных щелочных металлов между узлами кристаллической решетки затруднено. Обычно наблюдаются вакансии щелочного металла или избыток антимонида, играющий роль акцепторной примеси. Формула соединения имеет вид М_{3-х}Sb. Если устойчивое соединение формируется с избытком щелочного металла, то материал имеет электронную электропроводность и гексагональную структуру и соответствует формуле М_{3+x}Sb.

6. Эффективные фоточувствительные слои имеют упорядоченную кристаллическую решетку. Чем выше степень этой упорядоченности, тем больше порог ударной ионизации и, следовательно, меньше вероятность потерь на ударную ионизацию даже при неблагоприятном соотношении ширины запрещенной зоны и энергии электронного сродства.

7. Фоточувствительные материалы имеют малые термотоки. Это означает, что термоэлектронная работа выхода у них должна быть достаточно высокой. У полупроводника с акцепторной примесью термоэлектронная работа выхода больше, чем у такого же исходного полупроводника с донорной примесью.

8. Эффективные фотоэмиссионные полупроводники обладают достаточно хорошей электропроводностью, необходимой для пополнения электронов из внешней цепи. Этому условию удовлетворяют примесные полупроводники. § 4.6. Полупрозрачные и массивные фотокатоды. Оптические методы увеличения чувствительности фотокатодов

Фотокатоды. Электрод фотоэмиссионного приемника, служащий источником электронов, называют фотокатодом. Фотокатоды изготовляют из материалов, являющихся эффективными эмиттерами фотоэлектронов в требуемой спектральной области. Наибольшее значение для практического применения имеют фотоэмиссионные катоды, чувствительные в видимой и близкой к видимой области спектра излучения. Металлические фотокатоды в этих областях спектра не используются, так как их порог фотоэффекта в большинстве случаев превышает энергию фотонов видимого спектра и они обладают высокой отражательной способностью. Кроме того, возбужденные в металле фотоэлектроны имеют малую глубину выхода из-за рассеяния энергии при столкновении с электронами проводимости. Максимум квантового выхода фотоэлектронной эмиссии металлов лежит в далекой ультрафиолетовой области, где влияние этих ограничений уменьшается. В настоящее время можно считать установленным, что квантовый выход фотоэлектронной эмиссии металлов в области длин волн, бо́льших 120 нм, не превышает 10-2. Вследствие этого металлические фотокатоды имеют малое практическое применение даже в области коротковолнового ультрафиолета.

Применение диэлектриков практически невозможно из-за большой ширины запрещенной зоны и ничтожно малой проводимости, которая исключает замещение эмиттированных фотоэлектронов электронами от внешнего источника.

В качестве фотокатодов широко используют материалы с полупроводниковыми свойствами. Квантовый выход фотоэлектронной эмиссии эффективных полупроводниковых соединений в области энергии фотонов $h\nu > (E_g + \chi)$ близок к теоретическому пределу.

Наиболее важными параметрами фотокатодов являются интегральная и монохроматическая токовая чувствительности, квантовый выход. К параметрам фотокатода относят также плотность тока термоэмиссии, определяемую обычно при комнатной температуре, и удельное сопротивление единичной площадки фоточувствительного слоя.

Основными для фотокатодов следует считать спектральные характеристики $s(\lambda)$ и $Y(\lambda)$. Они определяются свойствами фоточувствительного слоя, но в то же время зависят и от прозрачности окна фотоэлектронного прибора. Характеристики старения и утомления фотоприемника также связаны в значительной мере с поведением фотокатода. Характеристиками старения и утомления называется изменение во времени чувствительности фотокатода соответственно при хранении фотоэмиссионного приемника и в рабочем режиме.

Полупрозрачные и массивные фотокатоды. Источником фотоэлектронов у обоих типов фотокатодов служит тонкая пленка полупроводникового материала. Толщина этой пленки для массивных фотокатодов обычно не превышает нескольких микрометров, а для полупрозрачных фотокатодов она составляет примерно 25—40 нм.

Массивные фотокатоды облучаются со стороны вакуума (фронталь-

ное или прямое облучение). Облучаемая и эмиттируемые стороны у них совпадают, фотокатоды работают на отражение. Массивные фотокатоды наносят либо на внутреннюю поверхность стеклянной колбы (например, фотоэлемент СЦВ-4 или фотоэлектронный умножитель ФЭУ-1), либо на металлическую подложку, монтируемую внутри прибора (например, многокаскадный фотоэлектронный умножитель ФЭУ-17).

Полупрозрачные фотокатоды облучаются со стороны подложки (тыловое или обратное облучение). Фотокатоды при этом работают на просвет, т. е. поток излучения падает на заднюю границу фоточувствительной пленки, а фотоэлектроны эмиттируются с противоположной стороны, соприкасающейся с вакуумом. Эти фотокатоды изготовляют непосредственно на стекле колбы фотоприемника, прозрачном для используемого излучения. Полупрозрачные фотокатоды получили наиболее широкое распространение как в фотоэлементах, так и в фотоэлектронных умножителях. В электронно-оптических преобразователях и передающих телевизионных трубках применяют только этот тип фотокатода.

Зависимость квантового выхода массивных и полупрозрачных фотокатодов от толщины. На основании объемного характера эмиссии фотоэлектронов количественная зависимость квантового выхода или фотоэмиссионного тока от толщины фоточувствительного слоя должна определяться двумя глубинными функциями: функцией поглощения фотонов и функцией движения возбужденных электронов к поверхности (рис. 4.21). Если не учитывать интерференционные эффекты и базироваться на представлении об оптическом поглощении в материале эмиттера, характерном для бесконечных сред, то зависимость квантового выхода от толщины *d* при прямом облучении (массивный фотокатод, рис. 4.21, *a*) на основании выражения (4.12) после введения в него нового верхнего предела интегрирования *d* приобретает вид

$$Y = \frac{n}{N_0} = \alpha_{\Phi} (1 - R) P_0 \int_0^d e^{-(\alpha + \beta) x} dx = \frac{\alpha_{\Phi}}{\alpha + \beta} \times (1 - R) P_0 (1 - e^{-(\alpha + \beta) d}).$$

Как видно из полученного выражения, квантовый выход при прямом облучении фотокатода с увеличением его толщины монотонно возрастает и стремится к постоянному предельному значению

$$Y_{\max} = c \frac{\alpha_{\Phi}}{\alpha + \beta} (1 - R) P_0 \left(\text{при } d > \frac{1}{\alpha + \beta} \right).$$

Таким образом, при фронтальном освещении ограничение на толщину фотокатода накладывается только со стороны малых толщин. Увеличение толщины фотокатода до величины, большей эффективной глубины выхода или поглощения излучения, не вызывает уменьшения чувствительности. Квантовый выход полупрозрачных фотокатодов, работающих на просвет, при принятых допущениях достигает максимального значения при определенной оптимальной толщине фоточувствительного слоя, а затем монотонно уменьшается до нуля. Действительно, если толщина фотокатода превышает глубину выхода электронов, то чувствительность фотокатода уменьшается, поскольку фотоэлектроны,



ł



Рис. 4.21. Диаграммы затухания излучения N(x) в фоточувствительном слое и вероятности выхода фотоэлектронов P(x) от его толщины d при прямом (a)и обратном (b) облучении

Рис. 4.22. Спектральные характеристики полупрозрачных фотокатодов различной толщины d

возбужденные излучением вдали от поверхности (на расстоянии, большем глубины их выхода), не могут выйти в вакуум. Если же толщина много меньше глубины выхода электронов, то чувствительность фотокатода также падает, поскольку уменьшается часть потока излучения, поглощенная в материале.

Без учета оптических явлений на границах раздела сред полупрозрачного фотокатода (рис. 4.21, б) количество возбужденных электронов в слое толщиной dx на расстоянии x от подложки определяется выражением (4.9). Вероятность выхода фотоэлектронов, возбужденных в этом слое,

$$P(x) = P_0 e^{-\beta (d-x)}.$$

Квантовый выход

$$Y = \alpha_{\Phi} P_0 \left(1 - R\right) e^{-\beta d} \int_0^d e^{(\beta - \alpha) x} dx = \frac{\alpha_{\Phi}}{\beta - \alpha} P_0 \left(1 - R\right) \left(e^{-\alpha d} - e^{-\beta d}\right)$$

Для определения оптимальной толщины фоточувствительного слоя необходимо взять производную и приравнять ее нулю:

$$\frac{dY}{dd} = \frac{\alpha_{\Phi}}{\beta - \alpha} P_0 (1 - R) \left(\beta e^{-\beta d} - \alpha e^{-\alpha d} \right) = 0.$$
(4.21)

191

Приравнивая последнюю скобку уравнения (4.21) нулю и подставляя значение $\beta = 1/l_e$, получаем выражение для оптимальной толщины фотокатода

$$d_{\text{опт}} = \frac{\ln \alpha l_e}{\alpha - 1/l_e}.$$
(4.22)

Как видно из выражения (4.22), оптимальная толщина фотокатода зависит от показателя поглощения а и эффективной глубины выхода l_e , которые в свою очередь являются функцией длины волны.



Рис. 4.23. Зависимость фототока от толщины сурьмяноцезиевого фотокатода при прямом (1) и обратном (1') облучении ($\lambda = 630$ нм) В наибольшей степени проявляется завксимость а от частоты излучения. Показатель поглощения а увеличичастоты. вается с возрастанием Поэтому оптимальная толщина фотокатода имеет разные значения для различных длин волн. Для увеличения чувствительности полупрозрачнофотокатода в длинноволновой го области спектра требуется увеличение толщины фотокатода, при этом чувствительность в коротковолновой области спектра уменьшается, так как фотоэлектроны зарождаются на большей глубине от поверхности и вероятность их выхода уменьшается,

что подтверждается экспериментом (рис. 4.22).

Полученные ранее формулы лишь в общих чертах отражают характер зависимости квантового выхода от толщины и оптических параметров фоточувствительного слоя. Для точного расчета оптимальной толщины фотокатода фоточувствительные слои необходимо рассматривать как тонкие оптические пленки, так как толщина их сравнима с длиной волны используемого излучения, и учитывать все оптические явления, происходящие на границах системы и в фоточувствительном слое.

При экспериментальных исследованиях сурьмяно-цезиевого фотокатода в виде клина полученные зависимости фототока от толщины при прямом и обратном облучении имеют выраженный периодический характер (рис. 4.23). Немонотонность этих зависимостей является закономерностью, вызванной интерференцией излучения при изменении толщины фоточувствительного слоя. Учитывая совпадение первых максимумов фототока и поглощения, оптимальную толщину $d_{\text{опр}}$ большинства фотокатодов, работающих на просвет, для заданной длины волны λ можно оценить с помощью следующей простейшей формулы:

$$d_{
m out} \approx \lambda/8n$$
 ,

где *п* — показатель преломления фоточувствительного слоя.

Особенности работы полупрозрачных фотокатодов при прямом и обратном облучении. Известно, что в области слабого поглощения чувствительность полупрозрачного фотокатода при обратном облуче-

192

нии всегда больше в 1,5—1,7 раза, чем при прямом. Это становится понятным, если при прямом и обратном облучениях рассмотреть потери излучения на отражение и распределение поглощенного излучения по глубине фоточувствительного слоя. На рис. 4.24 схематически показан ход луча при прямом (*a*) и обратном (*b*) облучениях фотокатода в случае нормального падения. За счет меньшего коэффициента



Рис. 4.24. Ход луча при прямом (а) и обратном (б) облучении полупрозрачного фотокатода

отражения излучения на границе стекло — фотокатод по сравнению с границей вакуум — фотокатод доля потока излучения, входящего в фотокатод при обратном его облучении (Φ_{ofp}), оказывается значнтельно больше, чем при прямом (Φ_{np}). Эти доли потоков можно оценить по формулам

$$\begin{split} \Phi_{\rm np} &= \Phi_0 \left(1 - R_1 \right)^2 \left(1 - R_2 \right), \\ \Phi_{\rm odp} &= \Phi_0 \left(1 - R_1 \right) \left(1 - R_3 \right), \end{split}$$

где R_1 — коэффициент отражения стекла; R_2 , R_3 — коэффициенты отражения фотокатода со стороны вакуума и стеклянной подложки соответствению.

Для сурьмяно-цезиевого полупрозрачного фотокатода толщиной 25 нм при $\lambda = 400$ нм $R_1 = 0.04$; $R_2 = 0.4$; $R_3 = 0.27$; $\Phi_{nP} = 0.55$ Φ_0 ; $\Phi_{ofP} = 0.7 \Phi_0$.

Кроме того, при толщине фоточувствительного слоя фотокатода, близкой к оптимальной, в результате интерференции может возникнуть такое распределение поглощенного потока излучения, когда наибольшая его часть окажется у границы слоя, противоположной той, со стороны которой производится облучение (рис. 4.25). При обратном облучении такого фотокатода (рис. 4.25, б) чувствительность его будет выше по сравнению с прямым облучением (рис. 4.25, *a*), поскольку основная доля потока излучения поглощается вблизи вакуумной границы, т. е. в области максимальной вероятности выхода фотоэлектронов.

Оптические методы увеличения чувствительности фотокатодов. Эти методы довольно разнообразны. Все они преследуют цель макси-

мально использовать рабочие потоки излучения как за счет увеличения поглощения излучения в фоточувствительном слое, так и за счет более рационального распределения его по глубине слоя.

Применимость того или иного метода определяется его эффективностью и конкретными условиями эксплуатации фотокатода. Так, например, эффективные системы фотокатод — металл и фотокатод диэлектрик — металл пригодны только для массивных фотокатодов,



Рис. 4.25. Распределение поглощенного потока излучения по толщине фоточувствительного слоя многощелочного фотокатода при прямом (*a*) и обратном (*б*) его облучении для $\lambda = 750$ нм (пунктиром показано экспоненциальное затухание излучения в бесконечно протяженной среде) работающих на отражение. Простейшая система, построенная по этому принципу, состоит из зеркальной отражающей подложки с большим коэффициентом отражения, на которую нанесена тонкая пленка фотокатода толщиной, в два раза меньшей оптимальной. Излучение, прошедшее через фотокатод, отражается от подложки и возвращается в фоточувствительный слой. Эффективная толщина фотокатода по отношению к поглощенному потоку излучения оказывается вдвое

больше действительной толщины. Вероятность же выхода фотоэлектронов определяется реальной толщиной фотокатода.

Еще более эффективны системы, в которых используется явление интерференции излучения в фоточувствительных пленках, обеспечивающее максимальную плотность потока излучения на вакуумной границе фотокатода. Для этого следует согласовать толщину пленки с длиной волны излучения и выбрать металл с требуемыми оптическими параметрами. Чувствительность сурьмяно-цезиевых и многощелочных фотокатодов на металлических алюминиевых подложках, использующих этот эффект, возрастает в два раза и более по сравнению с подобными полупрозрачными фотокатодами на прозрачных подложках.

Чувствительность полупрозрачных фотокатодов можно увеличить, применяя метод просветления, с помощью которого удается уменьшить потери излучения на отражение. Если просветляющая система пленка — фотокатод оптически эквивалентна полуволновому слою, то при этом достигается минимум отражения. Однако метод просветления малоэффективен, так как устраняются лишь потери излучения на отражение.

Значительное уменьшение оптических потерь на всех длинах волн для полупрозрачных фотокатодов достигается за счет использования метода полного внутреннего отражения на границах раздела сред. Преимуществами этого метода являются относительная простота конструктивных решений, отсутствие спектральной селективности, возможность полного поглещения потока излучения в тонком эмиттере, и как результат, высокая эффективность. Схема устройства, основанного на использовании метода полного внутреннего отражения, изображена на рис. 4.26. Стеклянная призма находится в оптическом контакте с плоской стеклянной подложкой, на внутренней стороне которой изготовлен полупрозрачный фотокатод толщиной

меньше оптимальной. Параллельный пучок лучей, падающий нормально на грань призмы, попадает на фотокатод под углом, обеспечивающим полное внутреннее отражение на его



Рис. 4.26. Схема устройства, основанного на использовании метода полного внутреннего отражения



Рис. 4.27. Ход лучей во внутреннем коническом элементе рельефной подложки

вакуумной границе. Это условие выполняется при соблюдении соотношения, в которое не входят оптические параметры фотокатода

 $n_{\text{noun}}\sin\theta \ge n_{\text{B}} \ge 1$,

где $n_{\text{подл}}$ — показатель преломления стеклянной подложки; θ — угол падения на границе стеклянная подложка — фотокатод; $n_{\text{в}}$ — по-казатель преломления вакуума (воздуха).

Для стеклянной подложки ($n_{подл} = 1,5$) $\theta > 42^{\circ}$. Введенный в фотокатод под этим углом поток излучения частично поглощается им. Оставшаяся доля потока полностью отражается на вакуумной границе фотокатода и попадает на границу стеклянная подложка — воздух. На этой границе излучение вторично испытывает полное внутреннее отражение и вновь возвращается в фотокатод. Процессы полного внутреннего отражения на обеих границах могут повторяться многократно, в результате чего оптические потери на отражение и пропускание сводятся к минимуму. Таким образом, осуществляется практически полное поглощение излучения в фотокатоде. Если при этом толщина фоточувствительного слоя меньше эффективной глубины выхода фотоэлектронов, то все возбужденные в слое электроны смогут участвовать в фотоэлектронной эмиссии. Квантовый выход таких фотокатодов приближается к теоретическому пределу.

Проведенные эксперименты показали, что в приборах с многощелочными фотокатодами с полным внутренним отражением чувствительность в красной области увеличивается в 3,8—4,5 раза, в синей в 1,5 — 2 раза. Действительно в коротковолновой области, где поглощение велико, количество проходов пучка, обеспечивающее практически полное поглощение излучения, приблизительно в три раза меньше по сравнению с припороговой красной областью излучения. Поэтому в коротковолновой области в увеличении чувствительности заметную роль играет уменьшение потерь излучения на отражение. В то же время в длинноволновой области увеличение чувствительности связано в основном с уменьшением потерь излучения на пропускание.

Главным требованием для фотоприемников с наружными оптическими элементами, которыми могут быть разнообразные призмы, является облучение фотокатода узким нерасходящимся пучком излучения ограниченного диаметра. Применение внутренних оптических элементов, представляющих собой подложки для фотокатодов с определенным рельефом, расширят допустимые диаметры и апертуры используемого пучка лучей.

Ход лучей во внутреннем коническом элементе рельефной подложки показан на рис. 4.27. Эта система обеспечивает полное внутреннее отражение от границы фотокатод — вакуум лишь для первично падающего параллельного пучка лучей. Для последующих проходов появляются потери на пропускание, т. е. такая система принципиально не может обеспечить полное поглощение потока падающего излучения, если показатель поглощения фотокатода невелик. Тем не менее чувствительность фотокатода за счет внутренних оптических элементов может быть увеличена в два раза. В серийно выпускаемых фотоэлементах для увеличения чувствительности применяют подложки, внутренняя поверхность которых имеет мелкий рельеф, создаваемый с помощью матирования.

§ 4.7. Современные типы фотокатодов

По спектральным характеристикам современные типы фотокатодов можно подразделить на три группы: фотокатоды, чувствительные в ультрафиолетовой, видимой, видимой и ближней инфракрасной областях излучения. Фотокатоды, чувствительные в видимой и ближней инфракрасной областях излучения, обладают высокой чувствительностью и в ультрафиолетовой области, однако в фотоэлектронных приемниках ультрафиолетового излучения они не применяются. В этих приемниках используют фотокатоды, чувствительные только в ультрафиолетовой области излучения, так называемые солнечнослепые фотокатоды. У этих фотокатодов порог фотоэффекта лежит в ультрафиолетовой области спектра излучения, вследствие чего они не реагируют на излучение Солнца в земных условиях, ибо ультрафиолетовое солнечное излучение поглощается атмосферой. На Земле граница солнечной слепоты составляет около 350 нм. Таким образом, солнечно-слепые фотокатоды могут работать при дневном освещении без защиты. Кроме того, в ультрафиолетовой области они имеют меньщий разброс фотоэлектронов по энергиям, чем фотокатоды, чувствительные в видимой области и используемые в ультрафиолетовой области излучения за счет того, что последние вынуждены работать при энергиях фотонов, гораздо бо́льших их порога фотоэффекта, что приводит к увеличению диапазона разброса начальных энергий фотоэлектронов. Следовательно, затрудняется фокусировка электронов и повышается напряжение насыщения вольт-амперных характеристик.

В табл. 4.1 в зависимости от спектрального диапазона чувствительности фотокатодов приведены группы элементов Периодической системы, используемые в качестве исходных для синтеза фотокатодов, их стехиометрические формулы, а также конечные химические соединения фотокатодов и их составных частей. Как видно из таблицы, в соединения различных фотокатодов входят элементы семи групп Периодической системы, причем элементы первой группы используются при изготовлении почти всех фотокатодов.

Технология изготовления фотокатодов относится к области вакуумной техники и затрагивает разнообразный и сложный круг вопросов. Процесс изготовления фотокатодов состоит из многих технологических операций, количество которых определяется типом фотокатода. Большинство технологических операций можно сгруппировать в два основных процесса — создание исходного слоя фотоэмиссионного катода и активирование его парами щелочного металла.

Технология изготовления сурьмяно-цезневого фотокатода является наиболее простой по сравнению с технологией изготовления дру-

Таблица 4.1

Спектральный диапазон чув- ствительности фотокатодов, нм		Исходные эле- менты для синтеза фото- катодов	Стехиометри- ческая форму- ла соединений фотокатодов	Химические соединения фото- катодов и их составных частей	
Ультрафиолето- вая область	<105	$ \begin{array}{c} A^{II} B^{VII} \\ A^{I} B^{VII} \end{array} $	AB₂ AB	CaF2; BaF2; MgF2; LiF	
	105— —200	A ^I B ^{VII}	AB	Cs1; CsBr; Cul	
	200 350	А ¹ В ^{V I} Металлы, сплавы	A ₂ B	Cs2Te; Rb2Te; KRbTe Mg MgAg; MgBa	
Видимая область		$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		$Cs_3Sb; Na_2KSb; K_2CsSb; Rb_2CsSb; Cs_3Bi; Cs_2O; Ag$	
Видимая и ближняя ин- фракрасная области		$ \begin{array}{c} A^{I} & B^{V} \\ A^{III} & B^{V} \\ A^{I} & B^{VI}, & A^{I} \end{array} $	A₃B AB A₃B	Na ₂ KSb (Cs) GaAs; 1n _{1-x} As _x P Cs ₂ O; Ag; Cs	

гих фотокатодов, но принципиально процессы обработки большинства фотокатодов мало отличаются друг от друга.

Сурьмяно-цезиевый фотокатод. Среди фотокатодов, чувствительных в видимой области спектра, большое распространение получил сурьмяно-цезиевый фотокатод. Тонкие пленки сурьмы, обработанные парами цезия, обладают хорошо воспроизводимыми оптическими, электрическими и фотоэмиссионными свойствами. Цезий и сурьму соединяют в определенном количественном соотношении Cs_{3-x}Sb.

Недостаток щелочного металла и, следовательно, избыток сурьмы примерно в один монослой создает акцепторные примеси, и фотокатод характеризуется дырочной электропровод-



спектральные характеристики сурьмяно-цезиевых фотокатодов:

1 — полупрозрачного несенсибилизированного; 2 — полупрозрачного сенсибилизированного; 3 — массивного с увиолевым окном



Рис. 4.29. Спектральные характеристики показателя собственного поглощения (1) и квантового выхода сурьмяно-цезиевого фотокатода для двух значений температуры (2-T=290 K, 3-T=90 K)

ностью. Фотокатод имеет кубическую структуру с постоянной решетки 9,15 Å. Эффективная толщина фотокатода 25 - 35 нм. Для фотокатодов Cs₃Sb, как и для других типов фотокатодов, невозможно установить одну спектральную характеристику монохроматической чувствительности, поскольку максимум квантового выхода и длинноволновая граница фотоэлектронной эмиссии могут изменяться от образца к образцу. Однако общая форма кривой сохраняется. Типичные спектральные характеристики полупрозрачных несенсибилизированного сенсибилизированного* И сурьмяно-цезиевых фотокатодов, а также массивного сурьмяно-цезиевого фотокатода с увиолевым окном представлены на рис. 4.28. Протяженность спектральной характеристики в коротковолновую область определяется прозрачностью входного окна фотоприемника. Максимум монохроматической чувствительности в зависимости от технологии изготовления может смещаться, чаще всего он распола-

^{*} Сенсибилизация — повышение чувствительности фотокатода за счет обработки его поверхности кислородом.

гается вблизи 430 нм. Пороговая длина волны имеет значение около 750 нм.

В условиях серийного выпуска интегральная чувствительность сурьмяно-цезиевых фотокатодов составляет в среднем 80 мкА/лм, до стигая в отдельных приборах 120 мкА/лм. При сенсибилизации она увеличивается примерно в 1,5 раза. Плотность тока термоэлектронной эмиссии несенсибилизированных фотокатодов порядка 10⁻¹⁶—10⁻¹⁵ А/см², сенсибилизированных фотокатодов — 10⁻¹⁴ А/см², мак-

симальный квантовый выход равен 0.25-0.3. В сурьмя но-цезиевых фотокатодах наблюдается хорошее согласование спектральных характеристик квантового входа и показателя собственного поглощения (рис. 4.29). Это свидетельствует о том, что эмиссия фотоэлектронов происходит в основном из валентной зоны фотокатода. Упрощенная энергетическая диаграмма сурьмяно-цезиевого фотокатода представлена на рис. 4.30. Ширину запрещенной зоны этого фотокатода определяют по результатам измерений длинноволновой границы показателя собственного поглощения оп-



Рис. 4.30. Упрощенная энергетическая диаграмма сурьмяно-цезиевого фотокатода

тического излучения и фотопроводимости. Порогом фотоэффекта является длинноволновая граница квантового выхода фотоэлектронной эмиссии при охлаждении фотокатода. Охлаждение полупроводника приводит к уменьшению вероятности заполнения электронами акцепторных уровней и, следовательно, к снижению фотоэлектронной эмиссии с этих уровней. По известным значениям порога фотоэффекта ($hv_0 \approx 2$ эВ) и ширины запрещенной зоны ($E_g \approx$ 1,6 эВ) определяют энергию электронного сродства: Х≈0,4 эВ. Полоакцепторных уровней относительно вершины валентной жение зоны связано с энергией активации, которая может быть определена по температурной зависимости проводимости. Значения энергии активации, полученные разными исследователями, различные. Согласно приближенной оценке акцепторные уровни лежат примерно на 0,5 эВ выше верхней границы валентной зоны.

Порог ударной ионизации, определяемый из характеристики распределения фотоэлектронов по начальным энергиям, соответствует 2 эВ. Так как ширина запрещенной зоны в четыре раза больше энергии электронного сродства, то вероятность энергетических потерь возбужденных электронов на ударную ионизацию мала́. Поэтому глубина выхода фотоэлектронов из Cs₃Sb сравнительно большая (15— 20 нм).

При работе фотокатода наблюдается изменение чувствительности, которое в первую очередь зависит от плотности тока и продолжительности облучения — утомление фотокатода. Утомление начинает проявляться при плотностях тока 1 мкА/см² и чаще всего приводит к снижению интегральной чувствительности и смещению порога фотоэффекта в коротковолновую область. Сурьмяно-цезиевые фотокатоды имеют довольно высокое удельное сопротивление (10⁶ Ом · см).

Соединения сурьмы с другими щелочными металлами изучены довольно подробно. Однощелочные фотокатоды Li₃Sb, Na₃Sb и K₃Sb имеют гексагональную решетку и *n*-электропроводность. Они не являются эффективными фотокатодами и поэтому в серийно выпускаемых фотоэлектронных приборах не применяются.

Двухщелочные фотокатоды. При взаимодействии сурьмы с двумя щелочными металлами образуются двухщелочные фотокатоды Na₂KSb. K₂CsSb, Rb₂CsSb. Эмиссионные свойства двухщелочного фотокатода Na₂KSb значительно отличаются от соединений сурьмы, содержащих только один из этих щелочных металлов. Все двойные антимониды обладают свойствами эффективных полупроводниковых фотоэмиттеров, т. е. имеют кубическую структуру решетки, *р*-электропроводность, благоприятное соотношение ширины запрещенной зоны и электронного сродства, высокий порог ударной ионизации. Интегральная чувствительность двухщелочных фотокатодов находится на уровне чувствительности сурьмяно-цезневого фотокатода, но двухщелочные фотокатохарактеризуются меньшей плотностью тока термоэлектронной ЛЫ эмиссии $(J_{\tau} \approx 10^{-17} \text{ A/cm}^2)$ и более высокой термостойкостью. Так. например, рабочая температура большинста фотоэлектронных приборов с сурьмяно-цезиевым фотокатодом не превышает 50—70°С, в то время как приборы с двухщелочными фотокатодами могут работать при температуре окружающей среды до 120°С, сохраняя стабильность своих параметров. Двухщелочной фотокатод K₂CsSb отличается OT других антимонидов щелочных металлов очень высоким удельным сопротивлением (10⁷ — 10⁸ Ом · см). Поэтому эти полупрозрачные фотокатоды обычно изготовляют на проводящей подложке. Особенностью модификации двухщелочного фотокатода Rb₂CsSb является спектральная характеристика, близкая к спектральной чувствительности глаза.

Многощелочной фотокатод. При соединении сурьмы с атомами трех щелочных металлов — калия, натрия и цезия — образуется многощелочной фотокатод Na₃KSb(Cs). В фотокатоде с максимальной чувствительностью отношение Na к K близко к двум, а количество Сѕ намного меньше К. Несмотря на незначительное содержание Сѕ в фотокатоде, он не только снижает потенциальный барьер на поверхности, но и благоприятно влияет на объемные свойства материала, незначительно изменяя показатель собственного оптического поглощения и увеличивая постоянную кристаллической решетки. Многощелочной фотокатод имеет кубическую структуру решетки, является полупроводником р-типа. Кристаллическая решетка у этого фотокатода в высокой степени упорядоченная, поэтому он обладает большой энергией ударной ионизации (E_{nt} \approx 3 эВ). Ширина запрещенной зоны имеет величину 1 эВ и определяется по длинноволновому порогу фотопроводимости, согласующемуся со спектральной характеристикой показателя собственного оптического поглощения. Энергия электронного сродства многощелочного фотокатода составляет 0,55 эВ, энергия активации примеси — около 0,228 эВ.

Характерными особенностями многощелочного фотокатода по срав-

нению с сурьмяно-цезиевым фотокатодом является меньшее (примерно на порядок) удельное сопротивление ($\rho \approx 10^4$ Ом · см) и меньшая плотность тока термоэлектронной эмиссии ($J_T \approx 10^{-16}$ A/см²). Эти данные говорят о том, что уровень Ферми, так же как и примесные акцепторные уровни, у многощелочного фотокатода, по-видимому, располагаются ближе к вершине валентной зоны, чем у сурьмяноцезиевого фотокатода. Сравнительно низкое удельное сопротивление позволяет получать полупрозрачные многощелочные фотокатоды без проводящей подложки.

Многощелочные фотокатоды обладают наибольшей интегральной чувствительностью из всех серийно выпускаемых современных типов фотокатодов. Их интегральная чувствительность составляет в среднем 200—250 мкА/лм и может достигать 400—450 мкА/лм. Квантовый выход в максимуме спектральной характеристики имеет значение 0,35—0,4 (см. рис. 4.14). Длинноволновый порог фотоэффекта находится в ближней инфракрасной области излучения (λ_0 до 900 нм, у некоторых модификаций до 940 нм). Многощелочные фотокатоды стабильно работают при плотностях тока, значительно бо́льших, чем у сурьмяно-цезиевых фотокатодов, и равных нескольким миллиамперам на сантиметр квадратный.

Таким образом, по всем параметрам многощелочные фотокатоды превосходят сурьмяно-цезиевые. Технологический же процесс изготовления многощелочных фотокатодов значительно сложнее. Решающим технологическим приемом при обработке многощелочного фотокатода является попеременное многократное введение сурьмы и щелочных металлов. Это позволяет создать стехиометрический избыток сурьмы, что увеличивает изгиб энергетических зон у поверхности и соответственно снижает энергию электронного сродства в объеме фотокатода. Процесс изготовления многощелочного фотокатода допускает варьирование последовательности введения щелочных металлов и изменения температурных режимов обработки в широких пределах.

Висмуто-серебряно-цезиевый фотокатод. Висмуто-цезиевый фотокатод Cs₃Bi принадлежит к той же группе, что и сурьмяно-цезиевый, но не имеет практического применения из-за малого квантового выхода. Широкое распространение в телевизионных передающих трубках и фотоэлектронных приборах для колориметрических измерений получил висмуто-серебряно-цезиевый фотокатод, у которого спектральная характеристика близка к спектральной чувствительности глаза.

Сформированный фотокатод состоит из Cs₃Bi, Cs₂O и Ag, возможно также присутствие небольшого количества Cs. Этот фотокатод является полупроводником *p*-типа, энергетическая диаграмма которого имеет ширину запрещенной зоны 0,7 эВ, энергию электронного сродства 0,9 эВ, энергию ударной ионизации 2,9 эВ. Большая энергия ударной ионизации объясняется кристаллографической упорядоченностью решетки фотокатода, которая возникает в случае введения в фоточувствительный слой серебра. Максимальный квантовый выход лучших образцов висмуто-серебряно-цезиевых фотокатодов достигает 0,1, интегральная чувствительность составляет 60—100 мкА/лм, плотность тока термоэлектронной эмиссии — 10⁻¹⁴ А/см². Утомление фотокатода проявляется в уменьшении интегральной чувствительности и изменении его спектральной характеристики.

Серебряно-кислородно-цезиевый фотокатод. В некоторых типах электронно-оптических преобразователей, серийных фотоэмиссионных приборах, предназначенных для работы в ближней инфракрасной области излучения, применяют серебряно-кислородно-цезиевый фотокатод. Химический состав и микроскопическая структура этого фотокатода окончательно не установлены. Без сомнения, что осно-



Рис. 4.31. Спектральная характеристика монохроматической чувствительности серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода в видимой и ближней инфракрасной областях спектра излучения вой фотокатода является окись цезия Cs₂O. Фотоэлектрические свойства фотокатода определяются наличием в нем примесных и структурных дефектов. Согласно одной из моделей фотокатод можно рассматривать как примесный донорными полупроводник *п*-типа с примесями цезия и серебра. В фотокатоде серебро помимо атомарного приможет находиться месного состояния в виде коллоидных частиц. Спектральная характеристика монохроматической чувствительности серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода в видимой ближней инфракрасной областях И спектра излучения представлена на рис. 4.31. Пороговая длина волны может достигать 1500 и даже 2000 нм. На ха-

рактеристике наблюдаются два максимума.

Квантовый выход в длинноволновом максимуме находится в пределах (3—7) · 10⁻³, в коротковолновом — около 7 · 10⁻³. Интегральная чувствительность фотокатода составляет 30—40 мкА/лм, достигая у лучших образцов 60—70 мкА/лм. Достаточно высокая интегральная чувствительность серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода объясняется хорошим согласованием спектральных характеристик чувствительности фотокатода и потока излучения источника типа А (см. рис. 3.12). Для этого фотокатода характерно быстрое утомление, которое, однако, имеет обратимый характер. Существенным недостатком фотокатода является высокая плотность тока термоэлектронной эмиссии (10⁻¹³—10⁻¹⁰ A/см²).

Механизм фотоэлектронной эмиссии серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода до конца не ясен. В области длин волн короче 400 нм эмиссия происходит в основном за счет собственного поглощения излучения валентными электронами окиси цезия. Существующие точки зрения относительно механизма фотоэлектронной эмиссии в видимой и инфракрасной областях спектра излучения несколько противоречивы. В соответствии с принятой моделью источником фотоэлектронов для $\lambda \approx 400-530$ нм являются коллоидные частицы серебра, для $\lambda \approx 600-1040$ нм — донорная примесь серебра, для $\lambda \approx 1100-$ 1280 нм — примесь цезия, для $\lambda \approx 1300-2000$ нм — электроны зоны проводимости. Энергетическая диаграмма рассматриваемой модели приведена на рис. 4.32. Особенностью этой диаграммы является наличие в запрещенной зоне кроме узкой примесной зоны цезия широкой примесной зоны серебра, отстоящей от уровня вакуума на 1,19 эВ. Если принять, что энергетическое распределение плотности состояний в донорной примесной зоне серебра примерно симметрично относительно его максимума, расположенного посередине зоны шириной 0,72 эВ, то максимум длинноволновой чувствительности фотокатода должен соответствовать энергии фотонов 1,55 эВ ($\lambda \approx 800$ нм).



Рис. 4.32. Энергетическая диаграмма серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода





Фотокатоды с отрицательным электронным сродством. В последнее время делаются успешные попытки заменить серебряно-кислородноцезиевый фотокатод новым типом фотокатода, обладающим отрицательным электронным сродством и являющимся эффективным в ближней инфракрасной области спектра излучения. На рис. 4.33 приведены спектральные характеристики квантового выхода опытного образца полупрозрачного фотокатода In_xGa_{1-x}As при работе на просвет (кривая 2) и на отражение (кривая 3). Слой фотокатода In_xGa_{1-x}As выращивался методом эпитаксии на буферной промежуточной пленке InGaP, которая в свою очередь наносилась на подложку GaP. С помощью буферной пленки обеспечивается лучшее согласование кристаллических решеток с материалсм фотокатода и устраняется влияние дефектов подложки. Коротковолновая граница квантового выхода фотокатода, работающего на просвет, определяется порогом пропускания подложки и буферного слоя. Длинноволновая граница зависит от ширины запрещенной зоны тройного соединения.

В диапазоне длин волн 700—1100 нм чувствительность фотокатода с отрицательным электронным сродством примерно на порядок выше, чем у серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода (кривая 1 на рис. 4.33).

Помимо высоких значений интегральной чувствительности и квантового выхода фотокатоды с отрицательным электронным сродством обладают малой термоэлектронной эмиссией. Например, плотность тока термоэлектронной эмиссии фотокатода GaAs(Cs — O) составляет 10⁻¹⁶ A/см², интегральная же чувствительность его достигает 2060 мкА/лм.

Приведенные данные свидетельствуют о большой перспективности использования материалов с отрицательным электронным сродством в качестве фотоэмиттеров в серийных фотоэлектронных приборах. В настоящее время некоторые зарубежные фирмы начали выпуск электронных приборов с фотокатодами из арсенида галлия GaAs, тройных соединений GaAs_xP_{1-x} и In_xGa_{1-x}As и вторичных эмиттеров из фосфида галлия GaP.

Фотокатоды для ультрафиолетовой области спектра излучения. Фотокатоды, предназначенные для измерений ультрафиолетового излучения, изготовляют в вакуумных приборах с окнами, пропускающими это излучение. В области спектра излучения до 250 нм обычно используют увиолевые окна, до 200 нм — кварцевые окна, до 140 нм окна из сапфира, до 110 нм — окна фторида магния, до 105 нм — окна из фторида лития. В области длин волн короче 105 нм не существует прозрачных материалов, поэтому фотокатоды не могут быть использованы в обычных вакуумных приборах. Фотоэмиссионные приемники в этой области спектра излучения имеют вид пластин и должны сохранять свои параметры после пребывания на воздухе.

Для измерения излучения с длиной волны меньше 105 нм могут быть использованы все щелочно-галоидные соединения, но только фторид лития (LiF) имеет порог фотоэффекта в этой области. Порог фотоэлектронной эмиссии LiF составляет примерно 13 эВ при ширине запрещенной зоны около 12 эВ. Квантовый выход этого фотокатода равен 0,2. В этой области применяют также фториды щелочно-земельных металлов — CaF₂, BaF₂ и MgF₂. Фторид магния, полученный с помощью напыления на полированную стальную подложку слоя толщиной 200 нм, имеет порог фотоэффекта около 140 нм, максимальный квантовый выход более 0,4 вблизи длины волны 55 нм.

В ультрафиолетовой области спектра излучения (105—200 нм) высоким квантовым выходом обладают галлоидные соединения щелочных металлов. Так, например, квантовый выход CsI превышает 0,1 при энергии фотонов выше 6 эВ. Ширина запрещенной зоны и энергия электронного сродства соответственно равны 6,3 и 0,1 эВ.

Фотоэмиссионные материалы, обладающие длинноволновым порогом 200 нм или ниже, не окисляются в сухом воздухе, т. е. являются химически стойкими. Такие фотоэмиссионные слои изготовляют путем испарения в вакууме на проводящую полупрозрачную подложку их химических соединений. Толщину слоя в процессе напыления контролируют по величине фототока. Испарение заканчивается в момент прекращения роста фототока.

В этой же области спектра излучения применяют иодид меди CuI. Фотокатод из иодида меди может быть изготовлен без проводящей подложки, так как его проводимость достаточно высока за счет примесных уровней, возникающих вследствие отклонения от стехиометрического состава. Порог фотоэлектронной эмиссии составляет около 6 эВ, ширина запрещенной зоны примерно З эВ, следовательно, энергия электронного сродства близка к З эВ. Соотношение ширины запрещенной зоны и электронного сродства менее благоприятно, чем у щелочно-галоидных соединений, поэтому и максимальный квантовый выход CuI меньше квантового выхода CsI более чем в четыре раза.

Высоким квантовым выходом в области спектра излучения 200 — 350 нм обладают полупроводниковые соединения группы A^I B^{VI}. Из них наибольшее распространение получили соединения теллурида цезия (Cs₂Te) и рубидия (Rb₂Te). Из-за большого продольного сопротивления (10⁹—10¹⁰ Ом · см) полупрозрачные теллуридные фотокатоды изготовляют на предварительно напыленной в вакууме хромовой или вольфрамовой подложке, которая пропускает до 85% ультрафиолетового излучения. Обработка фотокатода в парах Cs или Rb прекращается до достижения максимума фототока. Порог фотоэлектронной эмиссии Cs₂Te исходя из спектральной характеристики составляет примерно 3,5 эВ, порог фотоэлектронной эмиссии Rb, Te несколько больше. Ширина запрещенной зоны у этих фотокатодов лишь не намного меньше 3,5 эВ. Следовательно, энергия электронного сродства гораздо меньше ширины запрещенной зоны, что и обеспечивает высокий квантовый выход. При длине волны 250 им квантовый выход достигает 0,25. Теллуриды щелочных металлов имеют очень малые плотности термотоков (10⁻¹⁷-10⁻¹⁸ A/см²). Солнечнослепые фотокатоды могут быть изготовлены также на основе соединения двухщелочных теллуридов, например KSbTe.

В ближней ультрафиолетовой области фоточувствительны большинство чистых металлов, например пленки магния ($\lambda_0 = 330$ нм). Но их квантовый выход не превышает 10⁻³, а спектральные характеристики имеют пологую длинноволновую границу. Более резко выражен порог фотоэффекта у сплавных металлических фотокатодов, например магниево-бариевых ($\lambda_0 = 400$ нм). Они обладают и более высоким квантовым выходом (около 0,07).

§ 4.8. Конструкции фотоэлементов, их характеристики и параметры

Ф о т о э л е м е н т о м с внешним фотоэффектом называют электровакуумный прибор с фотоэлектронным катодом. В зависимости от степени разреженности газа различают электровакуумный фотоэлемент и газонаполненный фотоэлемент, чувствительность которого увеличивается за счет ионизации инертного газа. В качестве наполняющего газа обычно применяют аргон при давлении порядка нескольких десятков паскалей. В газонаполненном фотоэлементе для усиления тока используют несамостоятельный разряд, образующийся только при наличии потока свободных электронов при облучении фотокатода. Конструкция и технология большинства газонаполненных фотоэлементов не отличаются от конструкции и технологии электровакуумных фотоэлементов. Единственной особенностью технологического процесса изготовления газонаполненного фотоэлемента в отличие от электровакуумного является наполнение его инертным газом. Газонаполненные фотоэлементы в современной аппаратуре практически не применяются.

Широкое распространение получили электровакуумные фотоэлементы. Основными электродами этих фотоэлементов являются фотокатод, служащий источником электронов, и анод, являющийся коллектором фотоэлектронов. Анод выполняют в виде диска, пластины, кольца или сетки. Колбу фотоэлемента обычно изготовляют из стекла, прозрачного в спектральной области чувствительности фотокатода. Форма колбы сферическая или цилиндрическая. Иногда используют комбинированные металлостеклянные колбы. У фотоэлемента, предназначенного для работы с ультрафиолетовым излучением, в колбе предусматривают окно из материала, прозрачного в этой области спектра.

Концы от электродов фотоэлементов обычно монтируют в цоколе, колпачках или выполняют в виде коаксиального вывода. Коаксиальный вывод характерен для фотоэлементов, работающих в импульсных режимах.

Фотоэлементы классифицируют по типу фотокатода, конструкции, режиму работы и областям применения. По областям применения выпускаемые отечественной промышленностью фотоэлементы можно условно разбить на три группы.

1. Фотоэлементы, используемые в звуковом кино (аппаратуре звуковоспроизведения), контрольно-измерительных и управляющих системах. Эти фотоэлементы являются приемником сфокусированных



ЦВ-1;ЦГ-1 ЦВ-3;ЦГ-3 СЦВ-4;ЦГ-4 СЦВ-51

Рис. 4.34. Устройство некоторых типов фотоэлементов, используемых в аппаратуре звуковоспроизведения, автоматического контроля и фототелеграфии световых потоков, постоянных или модулированных по амплитуде в диапазоне звуковых частот примерно до 20 кГц. Они имеют массивный непрозрачный фотокатод, нанесенный на внутреннюю поверхность сферической колбы, и анод в виде кольца. расположенного в центре сферы. В ряде конструкций в качестве анода служит испаритель металла, необходимый для изготовления фотокато-Диаметры сферических да. баллонов лежат в пределах 27 — 56 мм. Выводы катода и анода объединяют в общий

цоколь или оформляют в виде двух колпачков, расположенных по разные стороны колбы. Сферическая форма массивных фотокатодов, освещаемых с внутренней стороны, является оптимальной с точки зрения использования падающего излучения, так как бо́льшая часть отраженного от поверхности фотокатода излучения снова попадает на фотокатод и поглощается им. Основные требования, предъявляемые к фотоэлементам этой группы, — высокая интегральная чувствительность, стабильность и надежность работы, взаимозаменяемость. Рабочее напряжение питания обычно равно 240 В. Не-

которые типы этой группы фотоэлементов приведены на рис. 4.34.

2. Фотоэлементы, предназначенные для измерения малых световых потоков и спектрофотометрических измерений. Фотоэлементы этой группы используемые для измерения сфокусированного излучения, как правило, имеют массивный небольшой фотокатод. Подложкой



Рис. 4.35. Устройство некоторых типов измерительных фотоэлементов

для фотокатода может служить как колба, так и металлическая пластина (Ф-1, Ф-5, рис. 4.35). Для несфокусированного излучения применяют фотоэлементы с плоским полупрозрачным фотокатодом сравнительно большой площади (например, Ф-10).

При измерении низких уровней освещенности фототоки малы и для уменьшения токов утечки выводы катода и анода располагают с противоположных сторон фотоэлемента. Наибольшее снижение токов утечки достигается введением охранного кольца OK, впаянного в колбу фотоэлемента между его электродами (Ф-1, Ф-5, Ф-10 и др.). Рабочее напряжение питания у этих фотоэлементов не превышает 100 В. В фотоэлементах, предназначенных для спектрофотометрических измерений, предъявляются высокие требования к величине монохроматической чувствительности фотокатодов и ее постоянству.

3. Импульсные сильноточные фотоэлементы (рис. 4.36), предназначенные для измерения параметров мощных импульсов излучения длительностью 10⁻⁹ с. Токи фотоэлемента в импульсе могут достигать 100 А. Малая инерционность внешнего фотоэффекта и линейная зависимость между потоком излучения и фототоком позволяют создать быстродействующие фотоэмиссионные приемники с высоким временным разрешением^{*}. В конструкциях импульсных сильноточных фото-

^{* 110}д временным разрешением понимают время нарастания фототока на выходе фотоприемника от 0,1 до 0,9 амплитудного значения при облучении фотокатода импульсом излучения с бесконечно крутым фронтом. Критерием временного разрешения может служить также длительность единичного выходного импульса на полувысоте или на уровне 0,1 пикового значения фототока при освещении фотокатода импульсом, параметры которого установлены ГОСТ 11612.13—75.

элементов реализованы перечисленные свойства внешнего фотоэффекта.

Фотокатод импульсного сильноточного фотоэлемента изготовляют на металлической подложке — пластине, которая в некоторых конструкциях непосредственно граничит с атмосферой. Такая конструкция фотокатода обеспечивает стабильность его параметров даже при больших плотностях тока и улучшает теплоотвод при отборе тока.



Рис. 4.36. Устройство некоторых типов импульсных сильноточных фотоэлементов

Кроме того, фотокатод на металлической подложке имеет очень малое продольное сопротивление (доли ома). Поэтому эквипотенциальность поверхности фотокатода в рабочем режиме устанавливается за время 10^{-12} с (для полупрозрачного фотокатода, изготовленного в колбе диаметром 40—70 мм, оно составляет 10^{-3} с).

Анод чаще всего выполняют в виде мелкоструктурной сетки и располагают в плоскости, параллельной фотокатоду, на близком расстоянии от него (около 3 мм). На катод и анод подается напряжение порядка 2000 В, обеспечивающее работу фотоэлемента в режиме насыщения. В фотоэлементе без пространственного заряда время пролета фотоэлектронов от катода до анода, от которого зависит временное разрешение, определяется по формуле

$$\tau_1 = kd \sqrt{\frac{2m}{eU}},$$

где k — безразмерный коэффициент, учитывающий форму электродов; d — расстояние между фотокатодом и анодом; m, e — масса и заряд электрона; U — напряжение между электродами.

Для конструкции рассматриваемого фотоэлемента $\tau_1 \approx 2.2 \cdot 10^{-10}$ с.

На временное разрешение влияет также разброс времен пролета фотоэлектронов до анода, обусловленный движением их по различным траекториям с неодинаковыми скоростями вследствие распределения фотоэлектронов по начальным энергиям и углам вылета. Это время определяют расчетным путем по траекториям фотоэлектронов. Наибольший разброс времен пролета для плоской двухэлектродной конструкции без пространственного заряда может быть оценен с помощью выражения

$$\tau_2 \approx \frac{1}{E} \sqrt{\frac{2mu_0 \max}{e}},$$

где $u_{0\text{max}}$ — эквивалентная разность потенциалов, определяющая максимальную начальную энергию фотоэлектрона; E — напряженность электрического поля у фотокатода.

Для указанной геометрии $\tau_2 \approx 7 \cdot 10^{-12}$ с.

В конструкциях импульсных фотоэлементов фотоэлектроны на стенки колбы практически не попадают. Поэтому разброс времен пролета электронов за счет вторичной эмиссии со стенок колбы не учитывается.

Междуэлектродные емкости, емкости фотокатода и анода на землю, сопротивление и индуктивности выводов ухудшают временно́е разрешение фотоэлементов. При конструировании импульсных фотоэлементов стремятся уменьшить влияние этих параметров на временно́е разрешение. Так, например, для уменьшения влияния сопротивления и индуктивности выводов вывод анода выполняют в виде кольца, вваренного в колбу, вывод катода делают возможно более коротким, а в некоторых конструкциях им является подложка фотокатода.

Фотоэлементы с коаксиальными выводами, волновое сопротивление которых согласовано с нагрузкой, получили название ФЭК (фотоэлемент коаксиальный). Их включают с помощью коаксиального кабеля непосредственно на быстродействующий осциллограф, имеющий волновое сопротивление, равное волновому сопротивлению фотоэлемента и коаксиального кабеля.

Переходный процесс для плоской двухэлектродной конструкции фотоэлемента с широкополосным коаксиальным выходом и волновым сопротивлением Z_c характеризуется временем τ_3 , определяемым по формуле

$$\tau_3 = CZ_c$$
,

где С — междуэлектродная емкость фотоэлемента.

У импульсных фотоэлементов междуэлектродная емкость составляет 3-4 пФ, волновое сопротивление — несколько десятков ом.

В общем случае временное разрешение фотоэлемента

$$\tau = \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_3^2}.$$

Для различных типов коаксиальных фотоэлементов т $\approx 5\cdot 10^{-9}-3\cdot 10^{-11}\,{\rm c}.$

Спектральная характеристика монохроматической чувствительности. Спектральные характеристики фотоэлемента определяются в основном типом фотокатода, но зависят также от его толщины, материала подложки и окна фотоприемника. В зависимости от конструктивных особенностей и технологии изготовления фотоприемников спектральные характеристики фотоэлементов с одним типом фотокатода могут различаться. Для серийных фотоэлектронных приборов разработана система типовых спектральных характеристик с целью их стандартизации (табл. 4.2).

Таблица 4.2

Обозначение спектральной характеристики		Тип фотокатола	Область спек- тральной чув-	Пределы изме- нения положе-
принятое в СССР	международ- ное		ствительности, нм	ния максиму- ма, нм
C-1	S-1	Серебряно-кислородно-це- зиевый	400-1200	750 ± 100
C-4	S-11	Сурьмяно-цезиевый, полу- прозрачный	320-650	440 ± 40
C-11	S-20	Многощелочной, полупроз- рачный	300 <u>85</u> 0 ·	430± 50
6-14	вое	вое окно	200—340	255 ± 25

В паспортах фотоприемников обычно приводятся относительные спектральные характеристики и указывается абсолютное значение максимальной монохроматической чувстительности.

Вольт-амперные характеристики. Вольт-амперные характеристики электровакуумного фотоэлемента приведены на рис. 4.37. На типичной вольт-амперной характеристике (рис. 4.37, *a*) можно выделить три участка. На первом участке при отрицательном относительно катода потенциале анода некоторые фотоэлектроны попадают на анод, так как их начальная энергия достаточна для преодоления тормозя-



Рис. 4.37. Вольт-амперные характеристики электровакуумных фотоэлементов:

a — типичная; δ — фотоэлемента типа СШВ при различных световых потоках Ф; e — фотоэлемента с высокоомным тонкопленочным фотокатодом при различных световых потоках Ф; e — сферических фотоэлементов с центральным аводом для двух длин воли щего поля. На втором участке (режим пространственного заряда) поле является ускоряющим для фотоэлектронов и число фотоэлектронов, попадающих на анод, увеличивается. Однако из-за влияния пространственного заряда не все эмиттируемые электроны могут достичь анода, некоторые из них попадают на стекло колбы, вызывая вторичную электронную эмиссию с коэффициентом вторичной эмиссии σ ≤ 1. В режиме пространственного заряда анодный ток фотоэлемента зависит от напряжения по закону степени трех вторых. На третьем участке (режим насыщения) практически все фотоэлектроны, вылетевшие из фотокатода, собираются анодом. Фототок при напряжении насыщения пропорционален потоку излучения, падающему на фотокатод. Дальнейшее повышение напряжения приводит к незначительному медленному возрастанию фототока, примерно 0,2% на 100 В. Это может быть вызвано уменьшением работы выхода, улучшением сбора электронов и увеличением тока утечки.

Напряжение насыщения зависит от конструкции прибора и возрастает при увеличении потока излучения вследствие увеличения пространственного заряда у поверхности фотокатода (рис. 4.37, б).

У тонкопленочных фотокатодов с высоким продольным сопротивлением по мере увеличения потока излучения насыщение тока на вольт-амперных характеристиках исчезает (рис. 4.37, в). Фототок монотонно возрастает с увеличением напряжения за счет вторичной электронной эмиссии с участков фотокатода, имеющих повышенные потенциалы вследствие большого продольного сопротивления.

При освещении фотокатода монохроматическим излучением напряжение насыщения возрастает при уменьшении длины волны излучения (рис. 4.37, *г*), так как при этом увеличивается начальная энергия фотоэлектронов и, следовательно, затрудняется попадание их на анод.

Если вольт-амперная характеристика измеряется при длине волны, близкой к пороговой, то фототок в режиме насыщения возрастает с увеличением напряжения за счет уменьшения работы выхода. Это явление используется для повышения монохроматической чувствительности в припороговой области. Монохроматическая чувствительность многощелочного фотокатода при $\lambda = 900$ нм возрастает в 5—6 раз при напряженности поля порядка 10⁴ В/см.

Световые (энергетические) характеристики. В соответствии с законом Столетова, световые характеристики фотоэлемента в режиме насыщения линейны, что означает постоянство токовой чувствительности. У электровакуумных фотоэлементов эти характеристики имеют большой диапазон линейности, но в области высоких освещенностей нарушается пропорциональность между потоком излучения и фототоком — крутизна зависимости уменьшается (рис. 4.38, *a*). Отклонения от пропорциональности обусловлены в основном двумя причинами влиянием пространственного заряда, возникающего при больших освещенностях, и утомлением фотокатода. На линейность световой характеристики могут влиять также поверхностные заряды на стекле колбы и вторичная электронная эмиссия стекла, на котором конденсируется щелочной металл. Линейность световой характеристики обычно оценивают коэффициентом линейности, определяемым отношением

$$K_{\pi} = s_2/s_1 = (I_2/\Phi_2)/(I_1/\Phi_1), \qquad (4.23)$$

где s_1 , s_2 , I_1 , I_2 — соответственно чувствительности и фототоки фотоэлемента при двух потоках излучения Φ_1 и Φ_2 (значение потока Φ_1 берут на заведомо линейном участке световой характеристики).

За предел линейности световой характеристики в режиме непрерывного облучения принимают значение фототока, при котором отклонение от линейности составляет 10%. Для электровакуумных фотоэлементов это значение обычно не превышает 10⁻⁴ А. В импульсном режиме за счет увеличения напряжения сильноточного фотоэлемента верхняя граница линейности световой характеристики достигает десятков ампер.



Рис. 4.38. Световые характеристики электровакуумных фотоэлементов:

а — типичная; б — фотоэлемента с высокоомным тонкопленочным фотокатодом при малых (1) и больших (2) световых потоках

Особенно большие отклонения световой характеристики от линейности наблюдаются у фотоэлементов с высокоомным тонкопленочным фотокатодом (рис. 4.38, б). Вследствие большого продольного сопротивления тонкопленочных фотокатодов, изготовленных на стекле, при освещении всей поверхности фотокатода потенциал точек фотокатода, достаточно удаленных от вывода, например точки Б рис. 4.39, может значительно отличаться от потенциала вывода (точки В). Удаленная точка фотокатода принимает тем больший положительный потенциал относительно вывода, чем дальше она удалена и чем больше значение фототока. При чувствительности фотокатода 50—100 мкА/лм,



Рис. 4.39. Возможные траектории электронов в фотоэлементе с высоким продольным сопротивлением фотокатода

световом потоке в несколько десятых долей люмена, сопротивлении фоточувствительного слоя порядка 10-30 МОм падение потенциала вдоль слоя может достигать 50-100 В, что подтверждается экспериментальными исследованиями. В зависимости от величины падения потенциала вдоль фоточувствительного слоя наблюдаются два эффекта. Если разность потенциала вдоль фоточувствительного слоя недостаточна для возникновения заметного вторично-эмиссионного тока с удаленных участков, то чувствительность фотоэлемента уменьшается за счет нарушения режима насыщения, так как удаленные от вывода участки фотокатода оказываются в ослабленном электрическом поле по сравнению с участками фотокатода, соприкасающимися с выводом (кривая 1 на рис. 4.38, δ). Если же коэффициент вторичной эмиссии $\sigma > 1$, то ток быстро увеличивается и на световой характеристике наблюдается резкий скачок (кривая 2). Во избежание этих нежелательных нестабильных явлений тонкопленочные фотокатоды обычно изготовляют на прозрачных проводящих подложках.

Световая (энергетическая) характеристика фотоэлемента с нагрузкой. Световая характеристика фотоэлемента с нагрузкой характеризует его рабочий режим, при котором напряжение на электродах фотоэлемента U не является независимой величиной. Действительно, при включении в цепь фотоэлемента резистора $R_{\rm H}$ напряжение питания U_0 распределяется между нагрузкой и фотоэлементом (см. рис. 3.6):

или

$$U = U_0 - IR_{\rm H} \tag{4.24}$$

$$I = \frac{U_0}{R_{\rm H}} - \frac{U}{R_{\rm H}} \,. \tag{4.25}$$

Выражение (4.25) называется уравнением нагрузочной характеристики фотоэлемента. Оно соответствует прямой с угловым коэффициентом $1/R_{\rm H}$. Знак перед угловым коэффициентом определяет наклон прямой в сторону убывающих значений напряжения на фотоэлементе.

Если имеется семейство вольт-амперных характеристик фотоэлемента и построена нагрузочная прямая по точкам, расположенным на координатных осях (I = 0, $U = U_0$ и U = 0, $I_R = U_0/R_{\rm HI}$), то точки пересечения этих характеристик определят ток в цепи фотоэлемента I', напряжение на фотоэлементе U' и на нагрузке $U_0 - U'$ при заданных потоке излучения Φ_I , нагрузке $R_{\rm HI}$ и напряжении питания U_0 (рис. 4.40, *a*). При правильном выборе U_0 и $R_{\rm HI}$ рабочая точка

А должна лежать в пределах области насышения вольтамперных характеристик, где ток фотоэлемента не зависит от напряжения на его электродах и определяется величиной потока излучения. При недостаточном напряжении питания или очень большой нагрузке ($R_{\rm H2} > R_{\rm H1}$) напряжение U'' на фотоэлементе может оказаться меньше напряжения насыщения, что приведет к нарушению линейности световой характеристики. На рис. 4.40, б приведены световые характеристики электровакуумно-



Рис. 4.40. Графическое определение параметров цепи фотоэлемента по семейству его волът-амперных и нагрузочных характеристик (а); световые характеристики - электровакуумного фотоэлемента при различных нагрузках (б) го фотоэлемента при различных нагрузках и одинаковых значениях напряжения питания. Отклонение от линейности наблюдается у световой характеристики фотоэлемента, в цепи которого имеется большая нагрузка.

Таким образом, если вольт-амперная характеристика фотоэлемента имеет область насыщения и нагрузочная прямая пересекает вольтамперную характеристику в этой области, то световые характеристики фотоэлемента с нагрузкой и без нагрузки являются линейными и практически совпадают.

По световой характеристике фотоэлемента с нагрузкой находят в о льтовую чувствительность s_U Дифференциальная вольтовая чувствительность s_{U_R} является параметром фотоприемника в конкретной рабочей схеме и определяется как отношение изменения напряжения на нагрузке $R_{\rm H}$ к вызвавшему его потоку излучения:

$$s_{U_{\rm H}} = \frac{-d (IR_{\rm H})}{d\Phi} = R_{\rm H} \frac{dI}{d\Phi} \approx R_{\rm H} \frac{\Delta I}{\Delta \Phi} \,. \tag{4.26}$$

Сомножитель $\Delta I/\Delta \Phi$ в выражении (4.26) определяют по световой характеристике фотоэлемента с нагрузкой.

Для получения аналитического выражения вольтовой чувствительности необходимо иметь в виду, что ток фотоэлемента в общем случае зависит не только от потока излучения, но также от напряжения между фотокатодом и анодом, т. е. $I(\Phi, U)$. Тогда

$$dI = \frac{\partial I}{\partial \Phi} \, d\Phi + \frac{\partial I}{\partial U} \, dU. \tag{4.27}$$

Найдем коэффициенты в этом выражении:

$$\frac{\partial I}{\partial \Phi} \Big|_{U=\text{const}} = s_{I_{R}} = s_{I_{C}}.$$
(4.28)

Здесь $s_{I_{\pi}}$ — дифференциальная токовая чувствительность, являющаяся собственным параметром фотоэлемента и определяемая по его световой характеристике без нагрузки; в случае ее линейности соответствует статической токовой чувствительности s_{I_0} :

$$\frac{\partial l}{\partial U}\Big|_{\Phi=\text{const}} = \frac{1}{R_{\pi}}; \qquad (4.29)$$

*R*_д — внутреннее дифференциальное сопротивление фотоэлемента, определяемое по вольт-амперной характеристике.

Так как напряжение U на электродах фотоэлемента связано с напряжением питания U₀ соотношением (4.24), то можно написать

$$dU = -R_{\rm H}dI. \tag{4.30}$$

Подставляя выражения (4.28) и (4.30) в (4.27), получим

$$dI = s_{Ic} d\Phi - \frac{R_{\rm H}}{R_{\rm g}} dI.$$
 (4.31)

214

Выражение (4.26) после подставки в него (4.31) приобретает вид

$$s_{U_{\pi}} = R_{\mu} s_{I_{c}} - \frac{R_{\mu}^{2}}{R_{\pi}} \frac{dI}{d\Phi}$$
 (4.32)

После преобразования выражения (4.32) окончательно имеем

$$s_{U_{\rm H}} = \frac{s_{I_{\rm C}} R_{\rm H}}{1 + R_{\rm H}/R_{\rm H}} \cdot$$
 (4.33)

Для электровакуумного фотоэлемента в режиме насыщения $R_{\rm m} \rightarrow \infty$ и

$$s_{U_{\rm I}} = s_{U_{\rm C}} = R_{\rm H} s_{I_{\rm C}} \,.$$
 (4.34)

Частотная характеристика. Одним из критериев инерционности фотоэлемента может служить частотная характеристика $s_{If}(f)$. По форме частотной характеристики можно судить, протекают ли переходные процессы фотоприемника по экспоненциальному закону. Частотные характеристики электровакуумного фотоэлемента типа СЦВ и импульсного сильноточного фотоэлемента Ф-13 приведены на рис. 4.41. Спад характеристики определяется процессами, обусловленными в основном временем пролета фотоэлектронов от фотокатода до анода после акта фотоионизации, и переходными процессами в цепи фотоэлемент — нагрузка, характеризуемыми временем схемной релаксации $\tau \sim RC$. Время пролета электрона от фотокатода до анода составляет для серийных фотоэлементов $1 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-9}$ с, для быстродействующих импульсных фотоэлементов $10^{-11} - 10^{-10}$ с.

Наибольшее влияние на частотную характеристику оказывают междуэлектродная емкость, которая у серийных фотоэлементов равна 10—50 пФ, у импульсных 3—4 пФ, и сопротивление нагрузки $R_{\rm H}$. Поэтому граница рабочей частоты, при которой чувствительность фотоприемника падает до значения 0,707 от чувствительности при немодулированном излучении, определяется конструкцией фотоэлемента и величиной $R_{\rm H}$. Протяженность рабочей области частотной характеристики электровакуумного фотоэлемента простирается до 10⁶ Гц. У импульсного фотоэлемента Φ -13 чувствительность остается неизменной практически до частоты 10⁸ Гц, но уже на частоте 10⁹ Гц она снижается в два раза.

Температурные характеристики. Температура окружающей среды воздействует на чувствительность и ток термоэлектронной эмиссии фотокатода. B рабочем диапазоне температур $(-20 \div + 50^{\circ}C)$ могут наблюдаться только обратимые изменения свойств фотоэлемента.

Зависимость изменения свойств фотоэлемента от температуры выражают в виде зависимости параметров фотокатода от температуры или температурных



Рис. 4.41. Частотные характеристики электровакуумного фотоэлемента типа СЦВ (1) и импульсного сильноточного фотоэлемента Ф-13 (2) коэффициентов. Усредненные температурные характеристики монохроматической чувствительности сурьмяно-цезиевого (кривые 1a, 1б) и многощелочного (кривые 2a, 2б) фотокатодов приведены на рис. 4.42. Как видно из характеристики, изменение температуры оказывает гораздо большее влияние на монохроматическую чувствительность сурьмяно-цезиевого фотокатода по сравнению с многощелочным фотокатодом. Для обоих типов фотокатодов наблюдается



Рис. 4.42. Усредненные температурные характеристики монохроматической чувствительности сурьмяно-цезиевого (1a, 16) и многощелочного (2a, 26, пунктирные кривые) фотокатодов для двух длин волн (1a, 2a— $\lambda = 600$ нм; 16, $26 - \lambda =$ = 400 нм)

увеличение коротковолновой чувствительности (кривые 16 и 26) при снижении температуры, связанное с уменьшением потерь энергии фотоэлектронами за счет взаимодействия с колебаниями решетки.

Снижение чувствительности в припороговой области спектра при охлаждении сурьмяно-цезиевого фотокатода (кривая 1а) можно отнести за счет уменьшения заполнения электронами акцепторных уровней (если предположить, что источником фотоэлектронов в припороговой области служат заполненные акцепторные уровни), а также за счет увеличения ширины запрещенной зоны.

Стабильность чувствительности фотоэлемента. При хранении и во время работы фотоэлемента наблюдается изменение его чувствительности, вызванное двумя явлениями — старением и утомлением.

Старение фотоэлементов не связано с их эксплуатацией. Оно обусловлено постепенным изменением свойств фоточувствительного слоя и состояния его поверхности вследствие диффузионных процессов, миграции на фотокатод избытков цезия, имеющихся на стенках и арматуре фотоэлемента, и взаимодействия слоя со средой остаточных газов. Старение приводит к необратимому изменению чувствительности, причем сравнительно интенсивное изменение чувствительности наблюдается в течение первых дней после изготовления фотоэлемента, затем чувствительность постепенно стабилизируется. Характер старения у различных фотоэлементов различен и зависит от технологии их изготовления.

У томление фотоэлементов происходит в процессе их эксплуатации. В результате утомляемости наблюдается изменение чувствительности фотоэлемента в течение некоторого времени после начала работы, затем чувствительность стабилизируется и может частично или полностью восстановиться после прекращения работы. Кроме изменения чувствительности изменяется спектральная характеристика фотоэлемента, величина тока термоэлектронной эмиссии, проводимость фоточувствительного слоя и даже его состав. Изменения параметров фотокатодов в процессе утомления определяются типом и технологией их изготовления. Наибольшее утомление наблюдается у кислородно-серебряно-цезиевых фотокатодов, меньшее — у сурь-
мяно-цезиевых и висмуто-серебряно-цезиевых фотокатодов. Так, например, чувствительность фотокатода Ag — O — Cs при освещенности 2500 лк снижается за несколько часов работы на 60—80%, в тех же условиях чувствительность фотокатодов Sb — Cs(O) и Bi — — Ag — O — Cs уменьшается примерно на 40—50%. Для всех типов фотокатодов утомление возрастает с увеличением плотности потока излучения и анодного напряжения, а также при охлаждении фотокатода.

۲

Одной из главных причин утомления фотоэлементов является взаимодействие фотокатода с остаточными газами, выделяющимися из анода и стекла при работе с большими токами. Кроме химического взаимодействия с газами фотокатод подвергается бомбардировке ионов этих газов, в результате чего происходит изменение свойств его поверхности. Утомление, вызванное ионной бомбардировкой фотокатода, можно свести до минимума, если улучшить вакуум в фотоэлементе, снизить анодное напряжение до величины, меньшей потенциала ионизации газов, и работать при минимальном фототоке (малой освещенности фотокатода).

Величину утомления обычно характеризуют относительным уменьшением интегральной токовой чувствительности фотоэлемента от мо-

мента его включения до стабилизации: $\frac{\Delta s_I}{s_I}$ 100 при U = const и

 $\Phi = \text{const.}$ У многих типов фотоэлементов нормируется максимальное уменьшение чувствительности в течение срока службы при заданных условиях работы.

Темновой ток. Темновой ток фотоэлементя состоит из термоэмиссионного тока фотокатода и тока утечки между электродами. При больших напряжениях темновой ток может возрастать за счет автоэлектронной эмиссии и газоразрядных процессов.

Ток термоэлектронной эмиссии фотокатода определяется его физическими свойствами и зависит от типа и технологии изготовления фотокатода. Наибольшей плотностью тока термоэлектронной эмиссии обладает серебряно-кислородно-цезиевый фотокатод, наименьшей двухщелочные фотокатоды. Снизить ток термоэлектронной эмиссии можно за счет охлаждения фотокатода и уменьшения его площади.

Токи утечки фотоэлемента зависят от проводимости внутренней и внешней поверхностей колбы и цоколя. Величина тока утечки при напряжении 200—300 В может достигать 10⁻⁸—10⁻⁷ А. Проводимость внутренней поверхности колбы определяется конденсирующими на ней парами щелочных металлов при обработке фотокатода. Миграция этих металлов на поверхности вызывает медленные изменения проводимости, что приводит к нестабильности тока утечки. Для уменьшения влияния влаги на ток утечки на внешнюю поверхность колбы фотоэлемента наносят влагостойкое покрытие.

Конструктивными мерами снижения токов утечки являются разнесение выводов катода и анода в разные стороны, и введение охранного кольца. Охранное кольцо подсоединяют так, чтобы ток утечки не проходил через измерительный прибор или нагрузку (рис. 4.43). Во избежание искажения показаний прибора сопротивление нагрузки должно быть меньше сопротивления утечки между электродами.

Уменьшения влияния темнового тока можно добиться с помощью модуляции потока излучения и измерения выходного сигнала усилителем переменного тока или селективным вольтметром, настроенными на частоту модуляции излучения. Таким образом, исключается постоянная составляющая темнового тока. Однако при измерении по-



Рис. 4.43. Электрическая схема фотоэлемента с охранным кольцом

токов излучения, близких к пороговым, их величины ограничиваются переменной составляющей темнового тока, т. е. флуктуациями термоэмиссионного тока.

Шумы. Пороговый поток. Пороговый поток зависит не только от свойств фотоэлемента, но и от условий его работы. Важнейшими внутренними шумами фотоэлемента в рабочем режиме являются его собственные шумы, тепловой шум в нагрузке и шум усилителя.

К собственным шумам фотоэлемента относят шум мерцания (токовой шум) и шум дробового эффекта.

Шум мерцания обусловлен медленными колебаниями фототока из-за непостоянства эмиссионных свойств различных участков поверхности фотокатода за счет диффузионных и миграционных процессов атомов щелочных металлов. Этот шум ослабевает с повышением частоты и заметно проявляется в спектре общих шумов только в области низких частот. Поэтому его учитывают при приеме постоянных или модулированных потоков излучения с частотой до 1000 Гц.

Шум дробового эффекта обусловлен беспорядочным характером эмиссии фото- и термоэлектронов с поверхности фотокатода. В режиме насыщения электроны, выходящие из фотокатода, поступают на анод также неравномерно, воспроизводя в анодном токе беспорядочные колебания эмиссионного тока. Флуктуационный ток, вызванный дробовым эффектом эмиссии, создает на нагрузке в цепи фотоэлемента флуктуационное напряжение, средний квадрат которого определяют по формуле (3.10). Вторым источником шума в нагрузке является тепловой шум резистора. При повышении температуры возрастает средняя тепловая энергия носителей заряда, увеличиваются интенсивность их флуктуации и напряжение шума, среднеквадратичное значение которого находят по формуле (3.11).

Усилитель вносит дополнительный шум, связанный с флуктуациями анодного тока электронных ламп, главным образом лампы первого каскада усилителя. Природа шума анодного тока усилительных ламп аналогична шуму дробового эффекта эмиссии фотокатода. Но ввиду наличия в рабочем режиме усилительной лампы пространственного заряда, тормозящего электроны и оказывающего буферное действие, в выражение (3.9) для флуктуации эмиссионного анодного тока I_a вводят сомножитель θ^2 . Следовательно,

$$\overline{I_{a.\, \text{gp}}^2} = 2eI_a\theta^2\Delta f$$
,

где θ — коэффициент, учитывающий ослабление дробового эффекта анодного тока благодаря пространственному заряду.

При расчетах шум дробового эффекта анодного тока усилительной лампы представляют в виде теплового шума в эквивалентном резисторе $R_{_{\rm ЭКВ}}$, подсоединенном к управляющей сетке последовательно с нагрузкой. Сопротивление эквивалентного резистора определяют из условия равенства напряжения шума на сетке за счет флуктуаций анодного тока и теплового шума на этом резисторе:

$$2eI_{a} \frac{\theta^{2}}{S^{2}} \Delta f = 4kTR_{\Im \kappa B}\Delta f,$$

где S — крутизна анодно-сеточной характеристики лампы. Отсюда

$$R_{\mathbf{\mathfrak{s}_{KB}}} = \frac{eI_{\mathbf{a}}\theta^2}{2kTS^2} \,.$$

Таким образом, средний квадрат напряжения полного теплового шума измерительной схемы фотоэлемента с усилителем принимает вид

$$\overline{U_{\rm r}^2} = 4kT \left(R_{\rm H} + R_{\rm _{9KB}} \right) \Delta f. \tag{4.35}$$

Для триодов и пентодов обычной конструкции $R_{_{3KB}} = (2 - 5) \times 10^3$ Ом, для специальных конструкций этих приборов $R_{_{3KB}} = 100 \div 300$ Ом, что значительно меньше сопротивления нагрузки в цепи фотоэлемента. Поэтому в выражении (4.35) практически учитывается только тепловой шум нагрузки.

Средний квадрат напряжения полного шума на входе усилителя равен сумме средних квадратов флуктуаций напряжений отдельных независимых составляющих:

$$\overline{U_{\rm m}^2} = \overline{U_{\rm p}^2} + \overline{U_{\rm 1/f}^2} + \overline{U_{\rm ap}^2} + \overline{U_{\rm r}^2}, \qquad (4.36)$$

где $\overline{U_{p}^{2}}$, $\overline{U_{1/f}^{2}}$, $\overline{U_{дp}^{2}}$, $\overline{U_{\tau}^{2}}$ — соответственно средний квадрат радиационного (фотонного) шума, шума мерцания (токового шума), шума, вызванного дробовым эффектом эмиссии фотокатода, и теплового шума.

При измерении неохлажденными фотоприемниками малых потоков излучения, промодулированных на сравнительно большой частоте, составляющими $\overline{U_p^2}$ и $\overline{U_{1/f}^2}$ в выражении (4.36) можно пренебречь. Тогда

$$\overline{U_{\mu}^{2}} = \overline{U_{\mu}^{2}} + \overline{U_{\tau}^{2}} = 2eI_{0}R_{\mu}^{2}\Delta f + 4kT(R_{\mu} + R_{\mu})\Delta f.$$

При $R_{
m _{3KB}} << R_{
m H}$

$$\overline{U_{\mathbf{m}}^2} = R_{\mathbf{H}}^2 \left(2eI_0 + \frac{4kT}{R_{\mathbf{H}}} \right) \Delta f.$$

В соответствии с выражением (3.18) пороговый поток излучения фотоэлемента

$$\Phi_{\mathbf{n}} = \frac{V\overline{\upsilon_{\mathbf{n}}^2}}{s_{\upsilon}} = \frac{1}{s_{I}} \sqrt{\left(2eI_0 + \frac{4kT}{R_{\mathbf{H}}}\right)\Delta f}.$$
 (4.37)

В формуле (4.37) первый член подкоренного выражения характеризует собственный шум фотоэлемента, второй — тепловой шум нагрузки измерительной схемы, величина которого зависит от температуры и сопротивления резистора. Собственный шум фотоэлемента связан со средней величиной эмиссионного тока и уменьшается при его уменьшении. В общем случае средний ток эмиссии фотокатода

$$I_0 = s_I \Phi + s_I \Phi_{\Phi} + I_{\tau}.$$

Здесь $s_I \Phi = I_{\Phi}$ — фототок, пропорциональный среднему значению падающего на фотокатод рабочего потока излучения Φ ; $s_I \Phi_{\Phi} = I_{\Phi}$ — фототок, вызванный излучением фона Φ_{Φ} ; I_{T} — ток термо-электронной эмиссии.

При работе фотоэлемента с потоками излучения, близкими к пороговым, и при исключении посторонних подсветок, создающих фон, средний ток эмиссии определяется в основном током термоэлектронной эмиссии.

В результате выражение (4.37) приобретает вид

$$\Phi_{\mathbf{\pi}} = \frac{1}{s_I} \sqrt{\left(2eI_{\mathbf{\pi}} + \frac{4kT}{R_{\mathbf{H}}}\right)\Delta f}.$$
(4.38)

Анализ выражения (4.38) показывает, что для уменьшения порогового сигнала $\Phi_{\mathbf{n}}$ необходимо увеличить токовую чувствительность фотокатода s_I , снизить ток термоэлектронной эмиссии I_T , уменьшить частотный диапазон Δf полосы пропускания усилителя и правильно выбрать режим работы фотоэлемента и измерительной схемы.

При использовании достаточно больших сопротивлений нагрузки *R*_н можно добиться выполнения условий

$$\frac{2kT}{R_{\rm H}} \ll e I_{\rm T}$$
или $\frac{2kT}{e} \ll R_{\rm H} I_{\rm T}.$ (4.39)

В этом случае тепловой шум нагрузки измерительной схемы перестает влиять на пороговый поток и им можно пренебречь. Это оптимальный режим работы фотоэлемента для измерения предельно малых потоков излучения.

При комнатной температуре $2kT/e \approx 0,05$ В. Если ток термоэлектронной эмиссии создает в нагрузке падение напряжения, значительно превышающее 0,05 В, то пороговый поток определяется только собственным шумом фотоэлемента:

$$\Phi_{\mathbf{n}} = \frac{1}{s_{l}} \sqrt{2e I_{\mathbf{T}} \Delta f} \cdot$$
(4.40)

220

При каком же сопротивлении нагрузки условия (4.39) выполняются и для определения $\Phi_{\rm n}$ можно пользоваться формулой (4.40)? Для фотоэлемента с серебряно-кислородно-цезиевым фотокатодом при токе термоэлектронной эмиссии $I_{\rm T} \approx 5 \cdot 10^{-12}$ А сопротивление нагрузки исходя из выражения (4.39) должно быть больше 10^{10} Ом. Величина сопротивления нагрузки ограничивает частотный диапазон усилительной схемы. Верхний предел частоты модуляции потока излучения определяется выражением

١

$$f_{\max} \ll \frac{1}{2\pi R_{\rm H} C_{\rm BX}},$$

где $C_{\text{вк}}$ — входная емкость измерительной схемы, состоящая из междуэлектродной емкости фотоэлемента и емкости подводящих проводов.

При $C_{\rm Bx} = 50 \ {\rm n}\Phi \ f_{\rm max} \ll \frac{3 \cdot 10^9}{R_{\rm H}}$, если $R_{\rm H} = 10^{10} \ {\rm Om}$, то $f_{\rm max} \ll$

≪ 0,3 Гц. Полученная частота модуляции потока излучения показывает, что оптимальный режим работы фотоэлемента, предназначенный для измерения предельно малых потоков излучения, осуществим практически при немодулированном потоке излучения. С помощью измерительного фотоэлемента с малым током термоэлектронной эмиссии фотокатода и электрометрического усилителя постоянного тока или электрометра можно измерить постоянные потоки излучения величиной 10⁻¹⁴ — 10⁻¹⁶ лм.

Для большинства реальных задач требуется проводить измерение очень малых потоков излучения в широком частотном диапазоне. При измерении потока излучения, модулированного с частотами $f_{max} - f_{min}$, сопротивление нагрузки не может превышать $3 \cdot 10^{9}/f_{max}$. Если сопротивление нагрузки таково, что оба источника шумов создают сравнимые между собой шумы, то пороговый поток вычисляют по формуле (4.37).

При высоких частотах модуляции потока излучения сопротивление $R_{\rm H}$ должно уменьшаться и тепловой шум нагрузки измерительной схемы начинает играть все бо́льшую роль. Он становится преобладающим при условии

$$I_{\mathrm{T}}R_{\mathrm{H}}\ll \frac{2kT}{e}$$
.

При этом собственным шумом фотоэлемента можно пренебречь. Тогда с учетом формулы (4.35) пороговый поток излучения

$$\mathfrak{D}_{\mathrm{H}} = \frac{\sqrt{U}_{\mathrm{T}}^2}{s_U} = \frac{2}{s_I} \sqrt{\frac{kT}{R_{\mathrm{H}}} \left(1 + \frac{R_{\mathrm{9KB}}}{R_{\mathrm{H}}}\right) \Delta f} . \qquad (4.41)$$

При комнатной температуре выражение (4.41) приобретает вид

$$\Phi_{\rm II} = \frac{1}{s_I} \sqrt{\frac{0.1e}{R_{\rm H}} \left(1 + \frac{R_{\rm SKB}}{R_{\rm H}}\right) \Delta f} \,. \tag{4.42}$$

При измерении импульсов излучения, у которых время нарастания фронта импульса составляет доли микросекунды, верхняя гра-

221

ница частотного диапазона усилительной схемы должна быть порядка 10⁷ Гц. Входное сопротивление при этом не может превышать 300 Ом. Пороговый поток излучения, подсчитанный по формуле (4.42), равен 1,6 \cdot 10⁻⁴ лм, если принять $\Delta f = 10^7$ Гц, $s_I = 200$ мкА/лм и $R_{3 \text{ кв}} = 10^3$ Ом. Пороговый поток оказывается очень высоким за счет теплового шума нагрузки и усилителя. Поэтому в импульсном режиме быстродействующие фотоэлементы используют только в качестве приемников мощных сигналов излучения, регистрируемых непосредственно осциллографом без промежуточного усиления. Измерение малых потоков излучения в широком частотном диапазоне рационально производить фотоэлектронным умножителем.

ГЛАВА 5

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) — это электровакуумные приборы, в которых ток фотоэлектронной эмиссии усиливается посредством вторичной электронной эмиссии (ГОСТ 13820—68).

§ 5.1. Основные закономерности вторичной электронной эмиссии

Испускание электронов телом (эмиттером), обусловленное поглощением энергии падающих на него первичных электронов, называется в торичной электронной эмиссией. Испускаемые электроны называются вторичными, их количество зависит от энергии и угла падения первичных электронов, а также свойств эмиттирующего тела, его материала, плотности, структуры, состояния поверхности и температуры. Количественную оценку вторичной электронной эмиссии производят с помощью коэффициента вторичной эмиссии σ , представляющего собой отношение числа вторичных электронов n_2 , эмиттированных телом, к числу первичных электронов n_1 , падающих на него:

$$\sigma = n_2/n_1 = l_2/l_1. \tag{5.1}$$

Механизм вторичной электронной эмиссии подобно фотоэлектронной эмиссии предполагает три физических процесса: 1) движение быстрых первичных электронов и зарождение вторичных электронов; 2) движение медленных вторичных электронов внутри тела; 3) выход электронов, достигших поверхности, в вакуум, если их энергия превышает высоту потенциального барьера. Два последних процесса не отличаются от аналогичных фотоэмиссионных процессов, первый же процесс имеет свои характерные особенности: эмиссия в данном случае происходит за счет взаимодействия электронов тела с первичными электронами, а не с фотонами. Энергия первичных электронов намного больше энергии фотонов. В потоке вторичных электронов имеются три группы электронов: упруго отраженные первичные электроны n_r , неупруго отраженные первичные электроны n_η и истинно вторичные электроны n_δ (рис. 5.1). Поэтому распределение вторичных электронов по энергиям имеет сложный вид (рис. 5.2) с двумя резко выраженными пиками. Острый узкий пик, совпадающий с энергией первичных электронов, соответствует упруго отраженным первичным электронам. Истинные вторичные электроны дают широкий пик в области низких энергий; по-



ложение его сравнительно мало меняется для энергий первичных электронов $E_p > 100 \div 200$ эВ. Максимальное значение и ширина этого пика велики, так что его площадь составляет основную долю всей площади, ограниченной кривой распределения, пропорциональной общему числу испускаемых электронов. Истинно вторичные электроны при $E_p > 100 \div 200$ эВ обладают начальными энергиями, распределенными в диапазоне 0 — 50 эВ с максимумом распределения в области 1—4 эВ, что в среднем больше энергии фотоэлектронов, вырываемых видимым или близким ультрафиолетовым излучением.

Электроны, испускаемые эмиттером с начальными энергиями, меньшими энергии первичных электронов, но бо́льшими 50 эВ, составляют группу неупруго отраженных первичных электронов*. Они представляют собой главным образом первичные электронов *. Они представляют собой главным образом первичные электроны, которые после потери части своей энергии снова попадают на поверхность эмиттера и покидают ее. Неупруго отраженные первичные электроны обладают непрерывным широким энергетическим спектром, так как они выходят из эмиттера после многократных упругих и неупругих взаимодействий. Среди неупруго отраженных первичных электронов можно выделить электроны, отдавшие в результате взаимодействия эмиттеру одну или несколько характеристических порций энергии, затратив ее на возбуждение валентных электронов. Величина характеристических потерь не зависит от энергии первичных электронов,

^{*} Нижняя граница значений энергии неупруго отраженных первичных электронов установлена условно для $E_p > 100$ эВ.

а определяется материалом эмиттера. Такие неупруго рассеянные первичные электроны дают на кривой энергетического распределения ряд малых пиков, расположенных на определенном расстоянии друг от друга вблизи максимума упруго отраженных первичных электронов.

Распределение вторичных электронов по углам вылета, так же как и для фотоэлектронов, описывается выражением (4.6).

Ток, образованный истинно вторичными, упруго и неупруго отраженными первичными электронами, называется вторичным электронным током. Полный коэффициент вторичной эмиссии

$$\sigma = \delta + \eta + r,$$

где $\delta = n_{\delta} / n_1 = I_{\delta} / I_1$ — коэффициент истинной вторичной эмиссии; $\eta = n_{\eta} / n_1 = I_{\eta} / I_1$ — коэффициент неупругого отражения первич-



Рис. 5.3. Зависимость в относительных единицах коэффициента истинной вторичной эмиссии от энергии первичных электронов (универсальная кривая) ных электронов; $r = n_r/n_1 = I_r/I_1$ — коэффициент упругого отражения первичных электронов.

При энергиях первичных электронов порядка сотен и тысяч электронвольт $r < 0.02 \div 0.03$, $\eta \approx 0.5$. Поэтому для эффективных эмиттеров вторичных электронов, у которых $\delta_{max} \approx 10 \div 30$, различия в величинах δ и σ незначительны.

Основной характеристикой истинной вторичной эмиссии является зависимость коэффициента истинной вторичной эмиссии δ от энергии первичных электронов E_p ; для эффективных эмиттеров можно полагать, что ход зависимостей δ (E_p) и $\sigma(E_p)$ одинаков. Особенностью этой

зависимости для всех исследованных материалов является наличие широкого пика.

Если построить зависимость $\delta(E_p)$ в относительных единицах, т. е. откладывать по оси ординат δ/δ_{max} , а по оси абсцисс E_p/E_{pmax} , то экспериментальные точки, полученные для различных материалов, расположатся примерно на одной универсальной кривой (рис. 5.3). Эту закономерность называют законом подобия для вторичной электронной эмиссии.

Наличие максимума на характеристике $\delta(E_p)$ можно объяснить, рассмотрев поэтапно механизм вторичной электронной эмиссии. Характер движения быстрых первичных электронов в эмиттере мало зависит от свойств материала, так как первичные электроны передают свою энергию в основном связанным электронам, энергия возбуждения которых незначительно различается у металлов и полупроводников. Траектория первичных электронов в твердом теле при энергиях E_p в несколько сотен электронвольт не прямолинейна, и связь полной длины их пробега L с глубиной проникновения x оказывается неоднозначной (см. рис. 5.1). Выражение для полной длины пробега L первичного электрона в теле, полученное Виддингтоном на основе клас-

224

сических представлений об электрон-электронных взаимодействиях, имеет вид

$$L = \frac{E_{\rho}^2}{2D\rho}, \qquad (5.2)$$

где D — универсальная постоянная; р — плотность материала.

Эмпирическая зависимость средней глубины R, на которую проникают в твердое тело первичные электроны с энергией E_p , получена Юнгом*

$$R = \frac{A}{\rho} E_{\rho}^{n}. \tag{5.3}$$

Здесь A и n — константы (n = 1,35).

Из формул (5.2) и (5.3) видно, что L и R уменьшаются при увеличении ρ и возрастают при увеличении E_{ρ} .

Зарождение истинно вторичных электронов происходит неравномерно на пути движения первичных электронов. Наибольшее количество истинно вторичных электронов образуется в конце пробега первичных электронов, где они растрачивают основную долю своей энергии. Так как первичные электроны движутся не прямолинейно, то конец их пробега может оказаться на любом расстоянии от поверхности эмиттера, как и область максимальной плотности возбужденных истинно вторичных электронов (см. рис. 5.1). Поэтому можно предположить, что при не очень высоких энергиях первичных электронов (E_n ≈ 500 эВ) в пределах средней глубины проникновения R первичных электронов в эмиттер в любом слое одинаковой толщины возбуждается одинаковое количество истинно вторичных электронов. Если принять распределение плотности генерации истинно вторичных электронов $n_{\delta}(x, E_p)$ в слое толщиной R равномерным, то число внутренних истинно вторичных электронов в слое dx можно определить из выражения

$$n_{\delta}(x, E_p) = \frac{E_p}{\Delta E} \frac{dx}{R}, \qquad (5.4)$$

где ΔE — энергия, затрачиваемая в среднем на возбуждение одного истинно вторичного электрона.

Движение сравнительно медленных истинно вторичных электронов внутри эмиттера, как и для фотоэлектронов, зависит от свойств материала и механизма рассеяния энергии. Роль потенциального барьера при вторичной электронной эмиссии не столь значительна, как при фотоэлектронной эмиссии, поскольку начальные энергии истинно вторичных электронов в среднем превышают начальные энергии фотоэлектронов. Вероятность выхода медленных вторичных электронов может быть описана экспоненциальной функцией, аналогичной (4.10) для фотоэлектронов:

$$P(x) = P_0 e^{-x/t_e}.$$
 (5.5)

225

^{*} Значение R можно определить экспериментально методом прострела тонких пленок эмиттирующего материала пучком электронов.

Для определения числа эмиттируемых истинно вторичных электронов, приходящихся на один первичный электрон, необходимо взять интеграл от произведения сомножителей, определяемых выражениями (5.4) и (5.5):

$$\delta = \frac{E_p}{\Delta E} \frac{P_0}{R} \int_0^R e^{-x/l_e} dx = \frac{E_p}{\Delta E} \frac{P_0 l_e}{R} \left(1 - e^{-R/l_e}\right).$$
(5.6)



Рис. 5.4. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии первичных электронов для эмиттеров MgO ($l_e \approx 0,03$ мкм) · и для эмиттеров с отрицательным электронным сродством: GaP(Cs) ($l_e \approx \approx 0,2$ мкм) и Si(Cs — 0) ($l_e \approx 5 - 10$ мкм)

Из выражения (5.6) следует, что зависимость $\delta(E_p)$ проходит через максимум при таком значении энергии первичных $R(E_p) \approx l_e$. электронов, котором при Действительно, при малых энергиях Е, когда первичные электроны проникают в твердое тело на небольшие глубины, средняя глубина зарождения истинно вторичных электронов R меньше эффективной глубины их выхода *l*. Тогда определяющее влияние на изменение δ с ростом E_n оказывает увеличение общего числа внутренних истинно вторичных электронов, способных покинуть эмиттер, и коэффициент истинной вторичной электронной эмиссии возрастает. При больших энергиях E_p величина $R > l_e$ и превалирующую роль в изменении δ с ростом E_n начинает играть убывание вероятности выхода внут-

ренних истинно вторичных электронов, что и обусловливает снижение коэффициента истинной вторичной электронной эмиссии. Поэтому чем больше глубина выхода l_e , тем при более высоких энергиях первичных электронов наблюдается максимальное значение коэффициента истинной вторичной эмиссии δ_{max} (рис. 5.4).

В соответствии с выражением (5.3) средняя глубина проникновения первичных электронов при одних и тех же значениях E_p уменьшается при увеличении плотности материала. Поэтому для материалов примерно с одинаковыми эффективными глубинами выхода и различными плотностями наибольшее значение коэффициента вторичной эмиссии наблюдается у более плотного материала и при бо́льших энергиях первичных электронов, чем у менее плотного. Так, например, для калия $\rho = 0.86$ г/см³, $\sigma_{max} = 0.53$ при $E_p \approx 170$ эВ, для платины $\rho = 21.4$ г/см³, $\sigma_{max} = 1.8$ при $E_p = 850$ эВ.

Коэффициент истинно вторичной эмиссии возрастает при увеличении угла падения θ первичных электронов, отсчитываемого от нормали к поверхности. Эта закономерность объясняется уменьшением средней глубины проникновения R и увеличением плотности возбуждения вторичных электронов в пределах зоны их выхода. Зависимость δ от угла падения θ первичных электронов описывается приближенной эмпирической формулой

$$\ln \delta \approx \ln B - \gamma \cos \theta,$$

где B и γ — константы при заданной энергии E_p , зависящие от материала эмиттера.

Вторичная электронная эмиссия — явление практически безынерционное.

§ 5.2. Эффективные эмиттеры вторичных электронов

К эффективным эмиттерам вторичных электронов относят материалы, обладающие достаточно высокими, стабильными во времени и устойчивыми к электронной бомбардировке коэффициентами вторичной эмиссии. Чистые металлы характеризуются низким коэффициентом вторичной эмиссии из за малой эффективной глубины выхода $(l_a \approx 2-5$ нм) вторичных электронов вследствие рассеяния своей энергии при взаимодействии с электронами проводимости. Эффективными эмиттерами вторичных электронов являются полупроводники, обладающие в основном теми же свойствами, что и эффективные фотоэмиссионные материалы (см. § 4.5). Однако количество эффективных вторично-эмиссионных эмиттеров больше, чем фотоэмиттеров, так как в качестве вторичных эмиттеров могут использоваться материалы, энергетическая структура которых удовлетворяет условию $\chi < E_{\mu}$ при более широкой запрещенной зоне по сравнению с фотоэмиттерами, поскольку энергия первичных электронов больше энергии фотонов. Это позволяет изготовлять эффективные эмиттеры вторичных электронов из диэлектриков. Кроме того, материалы с низким показателем оптического поглощения также используют для получения эффективных вторичных эмиттеров. Наиболее высокие коэффициенты вторичной эмиссии наблюдаются у эмиттеров с отрицательным электронным сродством. При их изготовлении используют материалы с более широкой запрещенной зоной, чем для фотоэмиттеров. Поэтому требования к сверхвысокому вакууму и чистоте поверхности в процессе изготовления эмиттеров вторичных электронов менее критичны в сравнении с фотоэмиттерами, так как расширяется допуск на снижение термоэлектронной работы выхода.

Основные требования, предъявляемые к эмиттерам вторичных электронов, используемых в ФЭУ, следующие:

 коэффициент вторичной эмиссии эмиттера должен быть возможно но большим при сравнительно малых энергиях первичных электронов (60—100 эВ); в этом случае можно достичь больших усилений при малом числе динодов и низком напряжении питания; особенно высокий коэффициент усиления желательно получить на первом эмиттере для обеспечения высокого отношения сигнал/шум;

2) коэффициент вторичной эмиссии должен быть стабильным в рабочем режиме;

3) эмиттер не должен обладать фотоэлектронной и термоэлектронной эмиссиями, создающими дополнительный шум;

4) изготовление эмиттеров должно быть простым и не влиять на процесс изготовления фотокатода;

5) эмиттеры должны иметь достаточно хорошую проводимость. Возможны два варианта построения эффективных эмиттеров: на

отражение (вторичные электроны эмиттируются навстречу первич ным) и «на прострел» (первичные электроны бомбардируют одну сторону тонкопленочного эмиттера, вторичные — вылетают с другой). В серийных ФЭУ эффективные эмиттеры работают на отражение. Их можно подразделить на пленочные (большинство фотокатодов), сплавные и эмиттеры с отрицательным электронным сродством.

Классическим пленочным эффективным эмиттером, широко используемым в промышленных ФЭУ, является сурьмяно-цезиевый эмиттер на никелевой подложке. Кроме Cs₃Sb имеются двух- и многощелочные эмиттеры. Обычно слой сурьмы толщиной 40—50 нм наносят на подложки до сборки ФЭУ. Обработку эмиттера и такого же фотокатода щелочными металлами производят одновременно. Коэффициенты вторичной эмиссии при энергии первичных электронов 100 эЕ равны: для эмиттеров Cs₃Sb с \approx 4,5, для эмиттеров Na₂KSb (Cs) с \approx 7. Существенными недостатками этих эмиттеров являются их фоточувствительность и малая допустимая токовая нагрузка, которая для сурьмяно-цезиевого эмиттера составляет 0,1—1 мкА/см². Эмиттеры из теллурида цезия не чувствительны в видимой части спектра и пс величине коэффициента вторичной электронной эмиссии не уступают эмиттерам Cs₃Sb. Преимуществом пленочных эмиттеров является до статочно высокий коэффициент вторичной эмиссии при *E*_p \approx 100 эВ

Из сплавных эмиттеров наибольшее распространение получили двух- и трехкомпонентные сплавы, на поверхности которых при обра ботке образуются слои окиси магния или бериллия. Эти сплавы со стоят из активного легкого компонента (Mg или Be), содержание ко торого составляет 1-3%, и компонента, являющегося основой спла ва (медь, алюминий, серебро, никель или сплав меди с алюминием) Для получения высоких коэффициентов вторичной электронной эмис сии все сплавные эмиттеры должны пройти активирование — про грев в окислительной среде, причем режимы активирования, зави сящие от состава сплава, подбирают экспериментально. В процесси активирования активный компонент сплава диффундирует на поверх ность эмиттера и окисляется. Образованная на поверхности пленка окисла толщиной 100 нм имеет коэффициент вторичной эмиссии $\sigma \approx 4$ при энергии первичных электронов 100 эВ. Преимуществами сплав ных эмиттеров по сравнению с пленочными являются стабильності параметров при токовых нагрузках 5 мкА/см² и более, бо́льшая термо стойкость, отсутствие фоточувствительности, возможность активи рования вне прибора.

Эмиттеры вторичных электронов с отрицательным электронным сродством разрабатывают преимущественно на основе фосфида гал лия и кремния. Первым материалом для эффективного эмиттера Φ ЭУ был GaP, активированный Cs. Коэффициент вторичной элек тронной эмиссии этого эмиттера равен 5—7 при $E_p = 100$ эВ и линей но возрастает с увеличением E_p до тех пор, пока глубина проникно вения первичных электронов не превысит глубину выхода вторичны: электронов (см. рис. 5.4). Глубина выхода вторичных электронов и эмиттера с отрицательным электронным сродством на основе Si ещ больше, чем в эмиттере GaP (Cs). Поэтому из этих материалов могу

быть изготовлены достаточно толстые (3—10 мкм для Si) пленочные эмиттеры, работающие «на прострел» практически без сквозного прохода первичных электронов.

Вследствие большого времени жизни термализовавшихся электронов, которые обеспечивают очень высокие коэффициенты вторичной эмиссии эмиттеров с отрицательным электронным сродством, время выхода вторичных электронов увеличивается до 10⁻⁹—10⁻⁷ с.

§ 5.3. Принципы работы и устройства фотоэлектронных умножителей. Конструкции их узлов

В фотоэлектронном умножителе сочетается фотоэлемент с усилительной системой, действие которой основано на явлении вторичной электронной эмиссии.

Фотоэлектронный умножитель состоит из входной (катодной) камеры (рис. 5.5), которая образуется поверхностями фотокатода К, фокусирующих электродов и диафрагмы ∂ , первого динода Π_1 эмиттера вторичных электронов; умножительной динодной системы, состоящей из совокупности эмиттеров вторичных электронов — динодов Д, анода А и дополнительных электродов. Перечисленные элементы размещаются в вакуумном объеме. Поток излучения поглошается фотокатодом. Эмиттируемые фотоэлектроны n_к ускоряются и фокусируются на первый динод Д₁ электростатическим полем, создаваемым электродами катодной камеры, имеющими необходимые конфигурации и распределение потенциалов. Количество фотоэлектронов, которые удается сфокусировать на первый динод, равно $n_{\rm s}\gamma_{\rm s}$, где у. — эффективность сбора фотоэлектронов на первый динод. представляющая собой отношение числа фотоэлектронов, достигших первого динода, к числу фотоэлектронов, вылетевших с фотокатода. При бомбардировке фотоэлектронами первого динода возникают вторичные электроны, которые ускоряются полем в направлении второго динода и выбивают из него вторичные электроны. Аналогичные процессы повторяются на последующих динодах. Количество электронов, попадающих на анод, и анодный ток соответственно равны:

$$n_{\mathbf{a}} = n_{\mathbf{k}} \gamma_{\mathbf{k}} \sigma_1 \gamma_1 \sigma_2 \gamma_2 \dots \sigma_i \gamma_i \dots \sigma_m \gamma_m = n_{\mathbf{k}} \gamma_{\mathbf{k}} \prod_{i=1}^m \sigma_i \gamma_i = n_{\mathbf{k}} \gamma_{\mathbf{k}} M \qquad (5.7)$$

И

$$I_{a} = I_{BIB}M$$

где γ_i — эффективность каскада усиления, равная отношению числа электронов, достигающих (i + 1) динод, к числу электронов, эмиттированных *i*-м динодом; σ_i — коэффициент вторичной эмиссии *i*-го дино-



Рис. 5.5. Принципиальная схема ФЭУ с делителем напряжения

да; γ_iσ_i — коэффициент усиления *i*-го каскада; *M* — коэффициент усиления ФЭУ по току; *m* — число динодов.

Если предположить, что коэффициенты усиления всех динодов одинаковы, т. е. $\sigma_1 = \sigma_2 = \ldots = \sigma$ и $\gamma_{\mu} = \gamma_1 = \ldots = \gamma_m$, то

$$M = \sigma^m, \tag{5.8}$$

$$I_{a} = I_{\kappa} \sigma^{m} = I_{\kappa} M$$
 и $s_{I_{a}} = s_{I_{\kappa}} M$, (5.9)

где s_{I_a} — анодная чувствительность ФЭУ; s_{I_R} — чувствительность фотокатода ФЭУ.

Величины *M* и *s*_{*I*_a} зависят от коэффициента вторичной эмиссии каждого динода, межкаскадного напряжения и эффективностей сбора каскадов усиления. В реальных ФЭУ часть потока электронов в процессе умножения рассеивается. Расчеты и экспериментальные исследования показывают, что значения γ_i лежат в пределах 0,7—0,95.

Конструкция каждого типа ФЭУ и отдельных его узлов должна обеспечивать требуемое усиление, оптимальные условия попадания излучения на фотокатод, высокую эффективность сбора фотоэлектронов на первый динод и вторичных электронов на каждый последующий динод, малые разбросы времен пролета электронов, определяющие быстродействие ФЭУ, линейность световых характеристик. Рассмотрим некоторые наиболее распространенные конструкции входных к амер и динодных систем.

Входные камеры. Фотокатод во входной камере ФЭУ в зависимости от его назначения может быть полупрозрачным с торцевым входом и массивным с боковым входом. Для регистрации узких пучков излучения используют ФЭУ с малой площадью фотокатода, для регистрации рассеянного потока излучения оптимальным является торцевой оптической вход с большой площадью фотокатода, диаметр которого может достигать 250 мм и более. Однако наибольшее использование получили ФЭУ с диаметрами фотокатодов 10—50 мм.

Сбор и фокусировка фотоэлектронов на первый динод осуществляются с помощью электронно-оптической системы входных камер. Примеры конструкций некоторых из них приведены на рис. 5.6. Для камеры, конструкция которой приведена на рис. 5.6, *a*, установлено соотношение D/h = 1,1 обеспечивающее наилучшую фокусировку фотоэлектронов и сжатие пучка в 10 раз ($D_{\rm K}/d = 10$, где d — сечение пучка электронов в плоскости диафрагмы). У большинства серийно выпускаемых ФЭУ с такими камерами $D_{\rm K} = 0,8D$.

Рассмотренная конструкция входной камеры характеризуется достаточно большим разбросом времен пролета фотоэлектронов, вылетающих из различных точек фотокатода, до первого динода. Равенство времен пролета электронов (изохронность траекторий) является основным требованием, предъявляемым к быстродействующим ФЭУ. Отсутствие изохронности траекторий объясняется разностью длин пробега центральных и периферийных электронов, малой величиной и неравномерным распределением напряженности электрического поля у фотокатода и разбросом электронов по начальным скоростям и углам вылета. Эти недостатки сводятся до минимума на входных камерах со сферическим фотокатодом и ускоряющими электродами, за счет чего удается получить электрическое поле, близкое к сферически симметричному с высоким и равномерным градиентом потенциала вдоль поверхности фотокатода (рис. 5.6, б).

Входная камера ФЭУ с боковым оптическим входом и массивным фотокатодом, нанесенным на металлическую подложку, как правило, повторяет конструкцию каскада умножительной системы (рис. 5.6, *в*). Сетка, помещенная перед фотокатодом, экранирует прикатодную область от потенциала внутренней поверхности оболочки ФЭУ.



Рис. 5.6. Конструкции входных камер ФЭУ: a — ФЭУ-27 — ФЭУ-29; ФЭУ-37; ФЭУ-39; ФЭУ-51; 6 — ФЭУ-36; в — ФЭУ-17 (К фотокатод; Э — электроды; Д₁, Д₂ — диноды)

Динодные системы. Динодные системы должны обеспечивать требуемое усиление, линейность световых характеристик, обладать высокой эффективностью и быстродействием. Их можно классифицировать по способу управления движением электронов с динода на динод. Управление осуществляется с помощью электростатических полей, электростатических и магнитных полей, высокочастотных электрических и магнитных полей. Высокочастотных электрических и магнитных полей. Высокочастотных электрических и магнитных полей. Наибольшее распространение получили динодные системы с электростатическими полями главным образом благодаря простоте в эксплуатации. Конструкции этих систем весьма разнообразны, однако с учетом основных особенностей их можно подразделить на следующие две группы: системы на дискретных динодах и системы на распределенных динодах. В свою очередь среди систем на дискретных динодах различают системы с электростатиической фокусировкой электронных пучков и системы сквозного типа (жалюзийная, пленки «на прострел»).

Системы на дискретных динодах с электростатической фокусировкой электронных пучков. Эти системы имеют разнообразные формы динодов. Наиболее часто встречаются коробчатые, ковшеобразные и торовидные диноды. Конфигурация динодов создает фокусирующее электростатическое поле в области пролета электронов (рис. 5.7). Умножительная система с коробчатыми динодами схематически изображена на рис. 5.7, *a*, *б*. Диноды представляют собой четвертую часть поверхности цилиндра, закрытую с торцов крышками. Входная сторона динода снабжается сеткой с высокой проницаемостью для экранирования действия тормозящего поля предыдущего динода (см. рис. 5.7, *a*) или козырьковыми экранами (см. рис. 5.7, *б*), устраняющими также обратные оптические и ионные связи. Основными



Рис. 5.7. Умножительные системы с электростатической фокусировкой электронных пучков:

а, б—с коробчатыми динодами; в—с ковшеобразными динодами и дополнительным ускоряющим электродом в виде штыря (цифрами обозначены потенциалы динодов и электродов); г—с компенсацией разброса времен пролета вторичных электронов; д—с торовидными динодами

преимуществами коробчатой динодной системы являются компактность, малогабаритность, жесткость формы, высокая эффективность каскада (~ 95%). Малая напряженность электрического поля у поверхности динода этой системы обусловливает плохое временно́е разрешение ФЭУ и нелинейность световой характеристики при относительно небольших анодных токах.

Умножительные системы с ковшеобразными динодами обеспечивают лучшую форму фокусирующего поля и бо́льшую напряженность поля у поверхности динода, чем системы с коробчатыми динодами. Для улучшения временно́го разрешения ФЭУ в умножительную систему с ковшеобразными динодами часто вводят дополнительные ускоряющие электроды, обычно закороченные с одним из следующих динодов (рис. 5.7, в). Более усовершенствованной является система с компенсацией разброса времен пролета вторичных электронов

(рис. 5.7, г). Высокий градиент потенциала у поверхности динода Д_і создается сеткой, находящейся под потенциалом динода Д_{и.2}. Соответствующий выбор угла между динодами и сетками позволяет обеспечить компенсацию временного разброса на участке между сетками обратным по знаку разбросом на участках между сетками и динодами. Разность времен пролета по траекториям 1 и 3 не превышает 0,2 нс.

Торовидные системы представляют собой поверхности вращения ковшеобразных динодов (рис. 5.7, д). Они используются в ФЭУ с большими размерами фотокатодов, так как позволяют удвоить диаметр входного отверстия и тем самым обеспечить сбор фотоэлектронов с больших площадей. Преимуществом торовидных систем перед системами с коробчатыми и ковшеобразными динодами являетбольшая рабочая ся также поверхность динодов, позволяющая получать большие выходные токи. Кроме того, замкнутая система динодов исключает попадание электронов на изоляторы, стекло и крепежные детали.



Рис. 5.8. Умножительная система с жалюзийными динодами

дискретных Системы на динодах СКВОЗного типа. Динодами сквозного типа являются жалюзи, сетки, пленки «на прострел». Траектории вторичных электронов у всех динодов сквозного типа пересекают виртуальную плоскость динода. Сеточные динодные системы не используются вследствие низкой эффективности. Широкое распространение получил пока только один вид умножительных систем сквозного типа — системы с жалюзийными динодами. Динод состоит из наклонных полосок — лопастей жалюзи, являющихся эмиттерами вторичных электронов, и прозрачной сетки, находящейся под тем же потенциалом (рис. 5.8). Сетка экранирует жалюзи от действия тормозящего поля предыдущего динода, обеспечивая попадание вторичных электронов на лопасти следующего динода. Такая умножительная система не требует специальной фокусировки электронных пучков в пространстве между соседними эмиттерами. Поэтому ФЭУ с жалюзийными динодными системами малочувствительны к влиянию внешних магнитных полей. Большая рабочая площадь динодов позволяет работать при больших токовых нагрузках. Недостатком жалюзийной системы является возможность пролета электронов через динод без умножения, что снижает эффективность динода и ухудшает временное разрешение ФЭУ.

распределенных Cv-Системы на динодах. ществуют три разновидности умножительных систем на распределенных динодах: пластинчатые, щелевые, в которых умножение потока электронов происходит между двумя пластинчатыми распределенными динодами, расположенными параллельно на небольшом расстоянии друг от друга, и канальные (трубчатые). Канальные умножительные системы в простейшем случае представляют собой трубку, конструктивным параметром которой является калибр К, равный отношению длины трубки l к ее внутреннему диаметру d (рис. 5.9, a). Обычно величина калибра трубки лежит в пределах 50-100. Трубку из-

233

готовляют из материала, обладающего необходимыми величинами электрического сопротивления и коэффициента вторичной электронной эмиссии, например высокосвинцового стекла, у которого после термообработки в водороде образуется слой окиси свинца с $R = 10^7 \div 10^8$ Ом, $\sigma \approx 3.5 \div 4.5$ при $E_p = 300$ эВ. При подаче напряжения около 2.5 кВ на концы трубки в слое канала возникнет ток, создающий падение напряжения вдоль канала. Распределенный вдоль канала потенциал создает внутри него однородное поле. Вторичные электроны, выбитые из внутренней стенки канала у входа трубки, под действием электростатического поля ускоряются и ударяются о стенку канала в области более высокого потенциала. Коэффициент усиления M трубки зависит от ее калибра K, приложенного к ней напряжения $U_{\rm R}$, вторично-эмиссионных свойств рабочей поверхности канала трубки. Для прямой трубки

$$M = \sigma^m = \left(\frac{aU_{\kappa}^2}{4u_0 K^2}\right)^{\frac{4u_0 K^2}{U_{\kappa}}}, \qquad .$$

где а — коэффициент пропорциональности между коэффициентом вторичной электронной эмиссии материала канала и энергией бомбардирующих электронов, В⁻¹; и₀ — эквивалентная разность потенциалов, определяющая начальную энергию вторичных электронов.

Коэффициент усиления при калибре трубки $K \approx 50$ и рабочем напряжении $U_{\rm R} = 1,5 \div 2$ кВ может достигать $10^5 - 10^6$. Для обеспечения линейности световой характеристики выходной ток сигнала не должен превышать десятой доли тока, протекающего в стенках канала. Значение тока в стенках канала ограничено возможным разогревом и разрушением эмиссионного слоя. Поэтому канальные умножительные системы являются слаботочными. У канальных умножителей эффективность сбора вторичных электронов мала́, так как часть потока вторичных электронов за счет распределения по углам вылета попадает в тормозящее поле и не участвует в процессе умножения. В канальных системах из-за отсутствия фокусировки наблюдается значительно бо́льшая неоднородность траекторий электронов, чем в дискретных системах. Однако это не приводит к значительному разбросу времен пролета электронов за счет малых размеров канала и



Рис. 5.9. Умножительные системы на распределенных динодах: а — прямая трубка; 6 — спиральная трубка

абсолютная величина разброса может быть существенно меньше, чем в системах на дискретных динодах. Недостатками прямых трубок являются оптическая и ионная обратные связи. Поэтому трубку изгибают или придают ей форму спирали (рис. 5.9, б).

Преимуществами канальных систем являются простота конструкции, малогабаритность, отсутствие внешнего делителя напряжения. Конструктивной модификацией канальных систем являются сотовые структуры, состоящие из большого чис-

ла каналов диаметром в несколько десятков микрометров, так называемые микроканальные пластины (МКП).

Анод в соответствии с ГОСТ 20526— 75 относится к динодной системе. Конструкция анода должна обеспечивать линейность световой характеристики, быстродействие ФЭУ и возможность правильного согласования с последующей электрической цепью. Анод в системах на дискретных динодах чаще всего выполняют в виде сетки, расположенной спереди и вблизи последнего ди-



Рис. 5.10. Принципиальная схема гибридного ФЭУ с источниками питания

нода (рефлексный анод). Электроны с предпоследнего динода ускоряются анодом-сеткой и, умножаясь на последнем диноде, собираются на анод. Подобная конструкция выходного каскада создает высокую напряженность поля у последнего динода, величина которой определяет предел линейности световой характеристики. Недостатком этой системы является возможность перехвата части электронов с предпоследнего динода анодом, в результате чего эффективность усиления последнего каскада уменьшается. Кроме того, вокруг анода-сетки возникают колебания электронов, ухудшающие временное разрешение.

В умножительных системах с прямым сбором электронов (ФЭУ-35, ФЭУ-27) массивный анод является последним электродом динодной системы. В умножительных системах на распределенных динодах анод обычно выполнен в виде пластины или штыря.

Системы с полупроводниковыми умножающими элементами. Их принцип действия основан на явлении ионизации атомов полупроводника при бомбардировке его электронами больших энергий. Если фотоэлектроны 1, ускоренные до энергий 10 кэВ, бомбардируют полупроводниковую структуру 2 с *p*-*n*переходом 3, на которую подано обратное напряжение U_c , то генирированные пары свободных носителей заряда разделяются полем *p*-*n*перехода и создают ток I_a во внешней цепи (рис. 5.10). ФЭУ, в которых используются полупроводниковые умножающие элементы с *p*-*n*-переходом, называют г и б р и д н ы м и. Коэффициент усиления таких ФЭУ определяют на основании измерений тока I_a в рабочем режиме, темнового тока I_{π} и тока фотокатода I_{μ} :

$$M = \frac{I_a - I_T}{I_u}.$$

Коэффициент усиления гибридного ФЭУ с кремниевым диодом составляет 10³, применение транзисторных структур позволяет достигнуть коэффициента усиления порядка 10⁶.

Преимуществами гибридных ФЭУ по сравнению с ФЭУ на вторично-эмиссионных динодных системах являются возможность получения больших выходных токов (в стационарном режиме до 0,5 Å, в импульсном — до 20 Å и более), быстродействие (длительность фронта выходных импульсов до 0,5 нс), малые габариты, возможность построения многоканальных систем небольших объемов, устойчивость параметров усиления к воздействию магнитных полей.

К недостаткам гибридных ФЭУ следует отнести высокие напряжения питания, сложности создания необходимых полупроводниковых структур, сравнительно небольшие коэффициенты усиления.

§ 5.4. Основные параметры и характеристики фотоэлектронных умножителей

Параметры и характеристики фотоэлектронных умножителей определяют область применения этих приборов. Классификация параметров ФЭУ может быть проведена на основе рассмотрения характера регистрируемых сигналов. Так, например, параметры и характеристики ФЭУ, определяемые при облучении фотокатода умножителя постоянными потоками излучения, называются с т а т и ч е с к и м и. При работе с модулированными сигналами необходимо знать частотные характеристики ФЭУ. И м п у л ь с н ы е п а р а м е т р ы ФЭУ характеризуют способность умножителя регистрировать импульсные сигналы излучения.

Статические параметры и характеристики ФЭУ. В ФУЭ применяются такие же фотокатоды, как и в фотоэлементах. Поэтому спектральные характеристики ФЭУ, интегральные и монохроматические чувствительности их фотокатодов соответствуют аналогичным харак-



Рис. 5.11. Зависимости коэффициента усиления и анодной чувствительности ФЭУ от напряжения питания: теристикам и параметрам фотоэлементов с подобными типами фотокатодов. Электронно-оптическим параметром входной камеры является эффективность сбора фотоэлектронов на первый динод. Зависимость эффективности сбора фотоэлектронов от места засветки фотокатода световым зондом характеризует равномерность сбора.

Основным параметром динодной системы является коэффициент усиления фотоэлектронного умножителя по току M, который зависит от числа динодов и их коэффициентов вторичной эмиссии, эффективности каскада усиления, напряжения питания U_0 и его распределения между каскадами. Типичные зависимости $M(U_0)$ для ФЭУ с электростати-

I — сурьмяно-цезиевые эмиттеры вторичвых электронов; 2 — сплавные эмиттеры

ческой фокусировкой с сурьмяно-цезиевыми и сплавными эмиттерами представлены на рис. 5.11. С повышением напряжения питания увеличиваются коэффициенты вторичной эмиссии динодов и коэффициент усиления ФЭУ возрастает по степенному закону (5.8). Наклон характеристик определяется числом каскадов динодной системы и вторично-эмиссионными свойствами динодов. Такой же вид будут иметь и зависимости s_{l_o} (U) (5.9).

Обычно коэффициент усиления ФЭУ при выбранном режиме питания определяют с помощью измерения анодной s_I и фотокатодной s_I, чувствительностей:

$$M = s_{I_{\rm B}} / s_{I_{\rm B}}$$

В паспортах на ФЭУ указываются напряжения между фотокатодом и анодом, соответствующие фиксированным значениям анодных чувствительностей: 1; 3; 10; 30; 100; 300; 1000 ... А/лм. Анодную чувствительность измеряют при световых потоках 10⁻⁴—10⁻⁸ лм, при которых анодные токи не превышают предельно допустимых значений и сохраняется линейность световой характеристики.

Анодную чувствительность ФЭУ измеряют при освещении всей рабочей площади фотокатода. При последовательном освещении



Рис. 5.12. Зонная характеристика ФЭУ, измеренная по диаметру фотокатода.

различных точек фотокатода узким световым пучком выявляется неравномерность анодной чувствительности по площади фотокатода. Такая характеристика называется зонной (рис. 5.12). Изменение чувствительности ФЭУ от точки к точке фотокатода обусловлено в основном собственной неравномерностью его чувствительности и характером сбора фотоэлектронов в динодную систему.

Световые (энергетические) характеристики ФЭУ для двух значений напряжения питания представлены на рис. 5.13. При малых потоках излучения световые характеристики линейны. Для больших потоков (высокие плотности тока) наблюдается отклонение от линейности в основном вследствие снижения коэффициента вторичной эмиссии за счет утомления динодов и образования пространственного заряда. При импульсном освещении фотокатода линейность характеристики сохраняется при бо́льших значениях световых сигналов.

А нодные характеристики ФЭУ определяют зависимость анодного тока от напряжения между последним динодом и анодом при постоянных каскадных напряжениях и облучении фотокатода (рис. 5.14). Они имеют начальный восходящий участок, соответствующий режиму пространственного заряда между последним динодом и анодом. При увеличении анодного напряжения анодный ток достигает насыщения. При выборе величины анодного напряжения следует учитывать, что в рабочем режиме в цепь анода включена нагрузка и анодное напряжение изменяется при изменении выходного тока. Поэтому анодное напряжение необходимо выбирать таким, чтобы колебания его в рабочем режиме не выводили характеристику на участок пространственного заряда.

Импульсные параметры $\Phi \Im Y$. Фотоэлектронный умножитель, предназначенный для работы в сцинтилляционном счетчике, должен преобразовывать короткие (10^{-9} — 10^{-5} с) следующие друг за другом световые вспышки малой интенсивности, полученные от сцинтиллятора (вещества, высвечивающегося при поглощении быстрых заряженных



Рис. 5.13. Световые характеристики ФЭУ для двух значений напряжения питания



Рис. 5.14 Анодные характеристики ФЭУ для двух значений потока излучения

частиц), в пропорциональные электрические сигналы. Сцинтилляционные счетчики измеряют числа и амплитуды вспышек, интервалы времени между отдельными вспышками. Интенсивность вспышки в сцинтилляторе пропорциональна энергии частиц, а число вспышек — количеству поглощенных частиц.

Качество ФЭУ, используемых в сцинтилляционных счетчиках, оценивают в основном по трем параметрам: 1) энергетическому и амплитудному разрешению; 2) энергетическому эквиваленту собственных шумов; 2) временному разрешению.

Энергетическое разрешение фотоэлектронного умножителя это способность системы сцинтиллятор — ФЭУ различать близкие по энергии фотоны гамма-излучения. Способность фотоэлектронного умножителя различать близкие по интенсивности световые импульсы характеризуется «собственным амплитудным разрешением фотоэлектронного умножителя» (ГОСТ 20526—75).

Величина выходных импульсов ФЭУ подвержена флуктуациям и при облучении сцинтиллятора моноэнергетическими частицами из-за дискретной природы физических процессов в сцинтилляторе и ФЭУ. Результирующее энергетическое или амплитудное разрешение определяется разбросом выходных импульсов, представленным спектром амплитуд импульсов, вид которых хорошо описывается распределением Гаусса (рис. 5.15). Амплитудное разрешение $R_{ФЭУ}$ определяют как отношение полуширины Δ кривой распределения амплитуды импульсов к амплитуде \overline{A} , соответствующей максимуму данной кривой распределения:

$$R_{\Phi \ni \mathbf{y}} = \frac{\mathbf{\Delta}}{\mathbf{\overline{A}}} \cdot 100.$$

Если пренебречь флуктуациями, вносимыми сцинтиллятором, то для оценки амплитудного разрешения ФЭУ (в процентах) можно воспользоваться формулой

$$R_{\Phi \ni \mathbf{y}} = 236 \left[\frac{1}{\overline{N}_{\Phi} \gamma_{\Phi} Y \gamma_{\mathsf{R}}} \left(\frac{\sigma_{1}}{\sigma_{1} - 1} \right) \right]^{1/2}.$$

Здесь σ_1 — коэффициент вторичной электронной эмиссии первого динода; \overline{N}_{Φ} — среднее число фотонов в сцинтилляторе; γ_{Φ} — коэффициент сбора фотонов на фотокатод; Y — квантовый выход фотока-

тода; ү_к — эффективность сбора фотоэлектронов на первый динод.

Из приведенной формулы следует, что для снижения $R_{ФЭУ}$ необходимо повышать квантовый выход фотокатода, эффективность сбора фотоэлектронов на первый динод и коэффициент вторичной эмиссии первого динода.

Собственное амплитудное разрешение ФЭУ можно измерять с помощью равнояркостных вспышек от импульсного источника света.



Рис. 5.15. Дифференциальное распределение выходных импульсов ФЭУ по амплитудам

Однако обычно измеряют энергетическое разрешение ФЭУ. При этом в качестве источника вспышек используют спектрометрический кристалл иодистого натрия, активированного таллием, облучаемый источником Cs¹³⁷ с энергией гамма-излучения 661 кэВ.

Поскольку происходящие в кристалле и ФЭУ процессы независимы, энергетическое разрешение системы кристалл — ФЭУ

$$R = \sqrt{R_{\Phi \ni y}^2 + R_{CLI}^2},$$

где R_{CU} — собственное амплитудное разрешение кристалла (сцинтиллятора).

Наилучшее энергетическое разрешение сцинтилляционного счетчика с ФЭУ-29 и отобранным кристаллом NaI(Tl) находится в пределах 8,2—9% при $R_{\Phi \ni y} = 4,3 \div 6\%$. Увеличение коэффициента вторичной эмиссии первого динода приводит к улучшению амплитудного разрешения ФЭУ. Так, при $\sigma_1 \approx 50 R_{\Phi \ni y} \approx 3,7\%$.

Импульс от слабой световой вспышки (частицы с малой энергией) может быть не зарегистрирован на фоне собственных шумов ФЭУ. Для оценки пороговой чувствительности сцинтилляционных счетчиков вводят параметр — э нергетический эквивалент с обственных шумов ФЭУ, который находят по энергии гамма-излучения, вызывающей в системе сцинтиллятор — ФЭУ импульсы с амплитудой, определяемой по уровню собственных шумов. Поэтому в сцинтилляционных счетчиках для исследования излучений низких энергий целесообразно использовать ФЭУ с минимальным уровнем собственных шумов. Временное разрешение характеризует точность определения временных соотношений между исследуемыми событиями и способность раздельно регистрировать короткие импульсы излучения, отделенные друг от друга малым промежутком времени. Момент образования импульса на выходе ФЭУ отделен от момента поступления светового сигнала на фотокатод отрезком времени, определяемым длительностью пролета пакета фотоэлектронов промежутков фотокатод — первый динод, первый — второй диноды и т. д. Этот отрезок времени пре-



Рис. 5.16. К пояснению временных параметров ФЭУ.

терпевает статистические флуктуации, например, вследствие разброса собственных начальных скоростей электронов по величине и направлению и отсутствия изохронности траекторий. Именно флуктуации времен пролета принципиально ограничивают временно́е разрешение.

Быстродействие ФЭУ оценивают с помощью ряда параметров, значения которых определяют на основании анализа формы импульса на выходе ФЭУ, возникающего при засветке рабочей площади фотокатода коротким световым импульсом. Длительность светового импульса на уров-

не 0,5 амплитудного значения должна быть, по крайней мере, в три раза меньше ожидаемой длительности анодных импульсов и не превышать 3 нс. Импульсы регистрируются скоростным осциллографом с полосой пропускания не менее 1 ГГц. По осциллограмме импульса, на которой отмечают уровни 0,1; 0,5 и 0,9 его амплитуды, определяют следующие параметры (рис. 5.16); τ_{Φ} — время нарастания анодного импульса между уровнями 0,1 и 0,9 амплитуды I_{am} ; $\tau_{0,5}$ и $\tau_{0,1}$ — длительности импульсов соответственно на уровнях 0,5 I_{am} и 0,1 I_{am} ; S — крутизну фронта импульса, определяемую отношением импульса анодного тока на уровне (0,9—0,1) I_{am} к времени нарастания импульса на том же уровне: $S = 0.8I_{am}/\tau_{\Phi}$. Из перечисленных параметров наиболее часто используют τ_{Φ} .

Инерционность ФЭУ. При регистрации синусоидально модулированного излучения инерционность ФЭУ оценивают по протяженности рабочей области частотной характеристики, которая в зависимости от типа умножителя лежит в пределах 15—150 МГц.

Темновой ток, шум и пороговый поток. Важными являются параметры ФЭУ, определяющие минимальные величины измеряемых потоков излучения, нижний предел которых связан с темновым током и шумами. Основными источниками темнового тока являются: термоэлектронная эмиссия фотокатода и динодов, в основном первого, усиленная умножительной системой (термоэлектронной эмиссией следующих динодов можно пренебречь, так как коэффициент их усиления существенно меньше первого); ток утечки между анодом и остальными электродами; автоэлектронная эмиссия с динодов и других

240

электродов прибора; токи, обусловленные ионной и оптической обратными связями.

Оптическая обратная связь может возникать, например, в результате излучения возбужденных электронной бомбардировкой атомов остаточных и десорбированных с электродов газов. Ионизация атомов этих газов приводит к образованию положительных ионов с освобождением электрона. Положительные ионы и излучение, попадая на фо-

токатод (эффекты ионной и оптической обратных связей), вызывают дополнительную эмиссию электронов. Эмиттированные электроны умножаются динодной системой и создают на выходе ФЭУ паразитный ток.

Суммарный темновой ток зависит от напряжения питания ФЭУ (рис. 5.17). При небольших напряжениях (область / на рис. 5.17) темновой ток определяется главным образом током утечки, который возрастает с увеличением напряжения по линейному закону. Рабочей областью ФЭУ является область в которой основной составляющей темнового тока является термоток, возрастающий с повышением напряжения пропорционально коэффициенту усиления М. В этой области зависимости анодного (тока сигнала) и темнового токов от напряжения имеют близкую крутизну. При дальнейшем повышении напряжения (область III) темновой ток возрастает быстрее, чем ток сигнала, за счет появления автоэлектронной эмиссии и токов,



Рис. 5.17. Зависимость темнового тока и его составляющих от напряжения питания ФЭУ: 1- усиленный термоток фотокатода и динодов; 2 — ток утечки; 3 — суммарный темновой ток; 4 — область воз-

никновення автоэлектронной эмиссии и токов обратной связи (область нестабильной работы)

обусловленных ионной и оптической обратными связями.

При рациональном выборе напряжения питания, конструкции и технологии изготовления ФЭУ темновой ток может быть существенно уменьшен. Однако темновой ток, определяемый термоэлектронной эмиссией, нельзя полностью исключить. При одинаковых размерах динодов, величинах их коэффициентов вторичной эмиссии о и термотоков $I_{\tau\pi}$ минимальный темновой ток I_{\taua} ФЭУ определяется суммой усиленного термотока с фотокатода $I_{\tau\kappa}$ М и термотока с динодов

 $I_{\mathrm{TR}} \frac{M}{\sigma - 1}$:

$$I_{\mathrm{Ta}} = I_{\mathrm{TK}}M + I_{\mathrm{TH}} \frac{M}{\sigma - 1}.$$

Площадь динода, как правило, меньше площади фотокатода, следовательно, $I_{\rm TI} < I_{\rm TK}$.

При $\sigma = 3 \div 5$ вкладом термоэлектронной эмиссии динодов в общий темновой ток на выходе ФЭУ можно пренебречь и считать, что

$$I_{\rm TR} \approx I_{\rm TR} M. \tag{5.10}$$

Величину темнового тока, являющуюся параметром $\Phi \Im V$, приводят с указанием режима работы фотоумножителя. Флуктуации темнового тока служат источником собственных шумов $\Phi \Im V$. В отличие от фотоэлементов, собственный шум которых определяется только флуктуациями фотоэлектронной и термоэлектронной эмиссии фотокатода, в $\Phi \Im V$ эти процессы усложняются вторичной электронной эмиссией динодов, которая характеризуется флуктуациями величины σ . С учетом этих флуктуаций среднеквадратичное значение эмиссионного тока дробового шума $\Phi \Im V$

$$\sqrt{\overline{I_{\rm Ap}^2}} = \sqrt{\frac{2eI_{0\,\rm K}M^2}{\sigma - 1}} \,\Delta f}, \qquad (5.11)$$

где $I_{0\kappa}$ — средний ток эмиссии фотокатода, равный сумме фототока $I_{d\kappa}$ и термотока $I_{\pi\kappa}$.

Из выражения (5.11) следует, что умножительная система ФЭУ не только усиливает флуктуации тока эмиссии фотокатода наравне с усилением сигнала, но и вносит дополнительный шум, учитываемый множителем $\sigma/(\sigma - 1)$. Дополнительный шум уменьшается с увеличением σ . Этот множитель записывается в виде (1 + B) и называется ф а к т о р о м ш у м а. Величина фактора шума лежит в пределах 1,3—4,0. Выражение (5.11) с введением фактора шума приобретает вид

$$\sqrt{I_{\rm ap}^2} = \sqrt{2eI_{0\,\rm g}M^2(1+B)\,\Delta f}\,.$$

Этот ток создает на нагрузке $R_{\rm H}$ флуктуационное напряжение, среднеквадратичное значение которого

$$\sqrt{\overline{U_{AP}^2}} = \sqrt{2eI_{0R}M^2(1+B)R_{H}^2\Delta f}$$

Если ФЭУ подключен к усилителю, то среднеквадратичное значение полного теплового шума измерительной схемы ФЭУ с усилителем можно определить по формуле (4.35). Тогда для среднеквадратичного значения суммарного напряжения основных применительно к ФЭУ видов шума на входе усилителя на основании выражения (3.17) можно записать

$$\sqrt{\overline{U_{u}^{2}}} = \sqrt{2eI_{0K}M^{2}(1+B)R_{u}^{2}\Delta f + 4kT(R_{u}+R_{NK})\Delta f}.$$

В соответствии с выражением (3.18) пороговый поток ФЭУ

$$\Phi_{\rm II} = \frac{\sqrt{U_{\rm II}^2}}{s_U} = \frac{1}{s_{I_{\rm a}}R_{\rm H}} \times \frac{1}{s_{I_{\rm a}}R_{\rm H}} \times \sqrt{2eI_{0\rm R}M^2(1+B)R_{\rm H}^2\Delta f + 4kT(R_{\rm H}+R_{\rm SKB})\Delta f} \quad .$$
(5.12)

После элементарных преобразований с учетом выражения (5.9) получим

В реальных схемах ФЭУ тепловым шумом, как правило, можно пренебречь, т. е.

$$\frac{2kT}{eR_{\rm H}}\left(\frac{R_{\rm 9KB}}{R_{\rm H}}+1\right)\ll I_{0\,\rm K}M^2(1+B).$$

Предполагая, что $R_{3KB} \ll R_{H}$ и 2kT/e = 0.05 В, запишем это неравенство в виде

$$\frac{0.05}{M^2} \ll I_{0 \ \rm K} R_{\rm H} \, (1 \ + \ B). \tag{5.14}$$

Действительно, благодаря большому коэффициенту усиления (М pprox $\approx 10^{6}$) неравенство (5.14) выполняется даже когда $\ddot{R}_{\mu} = 100 \text{ Ом}, (1 + 10^{6})$ (+ B) = 2 и среднее значение эмиссионного тока фотокатода определяется только его термоэлектронной эмиссией: $I_{ok} = I_{kT} = 10^{-14}$ А. Пренебрегая в выражении (5.13) вторым слагаемым, найдем поро-

говый поток для оптимального режима работы ФЭУ:

$$\Phi_{\rm m} = \frac{1}{s_{I_{\rm R}}} \sqrt{2eI_{0\rm R}(1+B)\,\Delta f}\,. \tag{5.15}$$

При измерении потоков излучения, близких к пороговым, основной составляющей тока с фотокатода ФЭУ является темновой ток (точнее, ток термоэлектронной эмиссии). Поэтому в формуле (5.15) можно считать Іок≈ Ітк, т. е.

$$\Phi_{\pi} = \frac{1}{s_{I_{\rm K}}} \sqrt{2eI_{\pi {\rm K}}(1+B)} \, \Delta f \ . \tag{5.16}$$

Анализ выражения (5.16) показывает, что для уменьшения порогового потока в отсутствие постоянных засветок необходимо увеличивать чувствительность фотокатода, снижать ток термоэлектронной эмиссии фотокатода, уменьшать фактор шума (увеличивать коэффициент вторичной эмиссии динодов) и уменьшать частотный диапазон полосы пропускания усилителя.

Пороговые потоки в единичной полосе частот лучших серийных ФЭУ достигают 10⁻¹³ лм • Гц^{-1/2}.

Пороговый поток при наличии постоянной фоновой засветки Фо определяется выражением (5.15) и после подстановки в него значения $I_{0\kappa} = \Phi_{\Phi} s_{I_{\nu}} + I_{\tau\kappa}$ приобретает вид

$$\Phi_{\mathbf{n}\Phi} = \frac{1}{s_{I_{\mathbf{K}}}} \sqrt{2e \left(\Phi_{\Phi} s_{I_{\mathbf{K}}} + I_{\mathbf{T}\mathbf{K}}\right) (1 + B) \Delta f}.$$

Очевидно, пороговый поток при наличии фоновой засветки увеличивается. Так, например, для ФЭУ-79 $\Phi_{n} = 2,5 \cdot 10^{-13}$ лм · $\Gamma \mu^{-1/2}$, при наличии фоновой засветки $\Phi_{\phi} = 10^{-6}$ лм, $\Phi_{\pi_1\phi} = 1.5 \times 10^{-10}$ лм $\cdot \Gamma \mu^{-1/2}$.

При сравнении пороговых потоков ФЭУ и фотоэлемента с усилительной схемой, работающих в оптимальных режимах (тепловым шумом нагрузки и шумом усилителя пренебрегаем), определяемых выражениями (4.40) и (5.16), видно, что этот параметр у фотоэлемента лучше, чем у ФЭУ, вследствие меньших в $\sqrt{1+B}$ раз собственных шумов фотоэлемента. Однако такой оптимальный режим работы фотоэлемента реализуется только при очень больших сопротивлениях нагрузки, что ограничивает верхний предел частоты модуляции измеряемого потока излучения. Поэтому для регистрации слабых быстро изменяющихся потоков излучения применяют ФЭУ, так как его оптимальный режим работы не нарушается с уменьшением сопротивления нагрузки из-за высокого коэффициента усиления.

§ 5.5. Некоторые типы промышленных фотоэлектронных умножителей

Простейшими типами являются однокаскадные фотоэлектронные умножители ФЭУ-1 и ФЭУ-2, внешний вид которых подобен электровакуумным фотоэлементам (рис. 5.18). Фотокатод K и динод \mathcal{A} нанесены на внутреннюю поверхность сферической колбы и расположены один против другого. Анод в виде кольца и соединенного с ним испарителя сурьмы расположен ближе к диноду. В настоящее время однокаскадные ФЭУ выпускаются с сурьмяно-цезиевыми и многощелочными фотокатодами и динодами. Основными для однокаскадных ФЭУ являются вольт-амперные $I_a(U_{\rm Fa})$, анодные $I_a(U_{\rm an})$ при $U_{\rm KR} =$



Рис. 5.18. Внешний вид однокаскадного фотоэлектронного умножителя $\Phi \ni Y$ -1 ($B_{\rm R}$, $B_{\rm a}$, $B_{\rm A}$ — выводы катода, анода и динода)

шая интегральная токовая чувствительность ФЭУ составляет 400 мкА/лм. Эти ФЭУ были разработаны специально для звуковоспроизводящей аппаратуры.

Области применения многокаскадных ФЭУ очень разнообразны, так как они имеют большой коэффициент усиления, малую инерционность и низкий уровень собственных шумов. Специфика применения ФЭУ в различной аппаратуре определяет пути их конструктивного и технологического усовершенствования. Этим объясняется многочисленность типов ФЭУ (более 60), выпускаемых отечественной промышленностью. Для краткости разделим ФЭУ на две большие группы, взяв за основу классификации характер регистрируемого излучения:

 ФЭУ для измерения предельно малых постоянных или медленно изменяющихся потоков излучения;

2) ФЭУ для регистрации кратковременных быстро изменяющихся малых потоков излучения.

ФЭУ первой группы используются в астрономии

и оптической спектроскопии, второй — в ядерной спектроскопии и телевидении.

Краткое рассмотрение некоторых базовых типов ФЭУ начнем с первой группы. Основным параметрам ФЭУ, предназначенного для измерения малых потоков излучения, является пороговый поток, который зависит от темнового тока и его флуктуаций. Поскольку темновой ток определяется главным образом термоэлектронным током фотокатода, а этот ток в свою очередь — типом и плошалью фотокатода, в конструкциях ФЭУ первой группы стремятся уменьшить плошаль фотокатода и обеспечить сбор электронов на первый динод только с рабочей площади фотокатода. Этот принцип был положен в основу разработки ФЭУ с электростатической фокусировкой, первым из которых был ФЭУ-64 с сурьмяно-цезиевым фотокатодом. Для уменьшения площади фотокатода в катодную камеру этого ФЭУ был введен конический электрод с диаметром входного отверстия 5 мм. В дальнейшем был разработан аналогичный ФЭУ с многощелочным фотокатодом (ФЭУ-79). Темновые токи этих ФЭУ при анодной чувствительности 1000 А/лм не превышают 2 · 10-8 А, пороговый поток в единичной полосе частот составляет (2,5—3) · 10⁻¹³ лм · Гц^{-1/2}, диаметр фотокатода 5 мм (ФЭУ-64), 6 мм (ФЭУ-79). Принцип ограничения площади фотокатода применен также в ФЭУ-62 с серебряно-кислородноцезиевым фотокатодом и ФЭУ-71 с сурьмяно-цезиевым фотокатодом.

Для измерения пороговых потоков излучения разработаны различные типы фотоэлектронных умножителей с жалюзийными динодными системами: ФЭУ-96, ФЭУ-103, ФЭУ-112, ФЭУ-114. Наилучшим пороговым потоком обладает ФЭУ-96 (Ф_п = 5 · 10⁻¹³ лм · Гц^{-1/2}).

Все более широкое применение ФЭУ в космической и различной переносной аппаратуре выдвигает требования их миниатюризации и увеличения механической прочности. Первыми миниатюрными типами ФЭУ были ФЭУ-31 и ФЭУ-26 с максимальным диаметром 22,5 мм. ФЭУ-26 с боковым оптическим входом и массивным фотокатодом, расположенным в глубине колбы, используются для измерения сфокусированных потоков излучения; их можно эксплуатировать в сложных климатических и механических условиях. Умножительная система этих ФЭУ состоит из коробчатых динодов с сетками (см. рис. 5.7, *a*). Дальнейшее уменьшение диаметра ФЭУ обеспечила разработка коробчатых динодов с козырьками (см. рис. 5.7, *б*). Такая система характерна для серии миниатюрных умножителей ФЭУ-60, ФЭУ-68, имеющих максимальный диаметр 15 мм.

Наиболее обширной областью применения ФЭУ, предназначенных для регистрации кратковременных быстро изменяющихся потоков излучения, является ядерная спектроскопия. Особенностью ФЭУ, используемых в сцинтилляционных спектрометрах, является наличие торцевого полупрозрачного фотокатода, работающего «на просвет», подложка которого обеспечивает с сцинтиллятором оптический контакт.

Фотоэлектронные умножители, предназначенные для счета сцинтилляций и амплитудного анализа сцинтилдяционных импульсов, называют спектрометрическими. Их основными пара-

метрами являются энергетическое и собственное амплитудное разрешения, а также энергетический эквивалент собственных шумов. Так как конструкции ФЭУ, предназначенные для счета сцинтилляций и амплитудного анализа, одинаковы, но для амплитудного анализа требуется более высокое энергетическое разрешение, то наиболее универсальные $\Phi \ni Y$ сортируют на два-три типа по величине параметров. Например, ФЭУ-19М, ФЭУ-19А и ФЭУ-29 имеют одну и ту же конструкцию, одинаковые полупрозрачные сурьмяно-цезиевые фотокатоды и 13 ковшеобразных динодов с сурьмяно-цезиевыми вторично-эмиссионными слоями. Однако ФЭУ-19М с наибольшим темновым током предназначены для работы в массовой счетной аппаратуре, ФЭУ-19А с более низким темновым током — для измерения очень малых потоков излучения, ФЭУ-29 с повышенной интегральной чувствительностью фотокатода для амплитудного анализа. ФЭУ-38 имеет ту же конструкцию, что и ФЭУ-29, но многощелочной фотокатод и сплавные диноды.

Относительно большой диаметр фотокатода и умножительную систему, состоящую из 14 торовидных динодов, имеют ФЭУ-78 ($D_{\text{колбы}} = 52 \text{ мм}$) и ФЭУ-107 ($D_{\text{колбы}} = 80 \text{ мм}$.) Эти умножители с двухщелочным фотокатодом являются термостойкими (могут работать при температуре 150°С). Параметры ФЭУ-107 при температуре 150°С: собственное амплитудное разрешение 5,5%, энергетический эквивалент собственных шумов 15 кэВ. Энергетическое разрешение ФЭУ-78Б 11%, энергетический эквивалент собственных шумов 1,5 кэВ.

Примером миниатюрных трубок могут служить ФЭУ-108 и ФЭУ-109, имеющие коробчатую динодную систему с козырьковыми экранами. По параметрам эти трубки превосходят аналоги, разработанные ранее. Энергетический эквивалент собственных шумов ФЭУ-108 0,7 кэВ, ФЭУ-109 1,4 кэВ.

Промышленностью выпускается широкая номенклатура спектрометрических ФЭУ с жалюзийными динодными системами (>10 типов). Эти ФЭУ по сравнению с ФЭУ с электростатической фокусировкой вторичных электронов обладают рядом преимуществ. Они имеют большие предельно допустимые анодные токи (до 10-2 А), более протяженный линейный участок световой характеристики, меньшую чувствительность к колебаниям напряжения питания и воздействию магнитных полей, высокую механическую прочность. В катодной камере этих ФЭУ имеется электрод — модулятор, потенциал которого изменяет анодную чувствительность. Но по временному и отчасти энергетическому разрешению жалюзийные ФЭУ уступают ФЭУ с электростатическими фокусирующими динодными системами. Так, например, ФЭУ-92, в конструкции которого за счет разделения объема прибора дисковыми выводами предусмотрены условия более стабильной работы при высоких каскадных напряжениях, имеет следующие параметры: энергетическое разрешение 8,5%, энергетический эквивалент собственных шумов 1,2 кэВ, пороговый поток в единичной полосе частот 8 · 10⁻¹² лм · Гц^{-1/2}, темновой ток 5 · 10⁻¹⁰ А.

Другой группой ФЭУ, широко применяемых в ядерной физике, являются быстродействующие или временные ФЭУ.

Задача конструирования временных ФЭУ сводится к обеспечению возможно лучшей изохронности траекторий электронов, вылетающих с различных участков фотокатода и динодов, и достаточно больших градиентов потенциалов на рабочих поверхностях. Применение плоско-вогнутых торцевых стекол и специальных фокусирующих электродов в катодной камере позволяет создать поле, близкое по форме к сферическому. Поэтому разброс времен пролета в таких катодных камерах определяется в основном разбросом начальных скоростей фотоэлектронов. Умножитель ФЭУ-36, в котором впервые было применено плоско-вогнутое торцевое стекло, имеет усовершенствованную динодную систему, позволяющую компенсировать разброс времен пролета вторичных электронов (см. рис. 5.7, г). Для быстродействующего ФЭУ-36 характерны следующие параметры: время нарастания анодного импульса 2,5 нс, крутизна фронта импульса 200 мА/нс, максимальная амплитуда выходного импульса 0,5 А, максимальное энергетическое разрешение 12%. Для расширения полосы пропускания выходной системы ФЭУ-36 разработана конструкция ножки с коаксиальным выводом, рассчитанная на подключение 75-омного кабеля. Эта ножка применена в ФЭУ-72.

На основе торовидной динодной системы были разработаны серии временны́х ФЭУ с диаметрами фотокатодов 50 мм (ФЭУ-30), 100 мм (ФЭУ-63) и 150 мм (ФЭУ-65). Входные камеры этих ФЭУ имеют плосковогнутые торцевые стекла, на которые наносят фотокатод. Система электродов во входной камере обеспечивает создание вблизи фотокатода сферически симметричного электрического поля. Время нарастания импульса лежит в пределах 2,5—3,5 нс.

В последние годы временные ФЭУ находят все более широкое применение не только в ядерной физике, но и в качестве приемников излучения оптических квантовых генераторов (ОКГ). С этой целью был разработан умножитель ФЭУ-77, в конструкции которого используются катодная камера, аналогичная ФЭУ-64, и умножительная система ФЭУ-36. Этот ФЭУ имеет многощелочной фотокатод, монохроматическая чувствительность которого при $\lambda = 694$ нм (излучение рубинового ОКГ) превышает 4 мА/Вт. Высокие временные параметры ($\tau_{\Phi} = 2,5$ нс, $\tau_{0,1/am} = 7$ нс) в нем сочетаются с очень низким пороговым потоком в единичной полосе частот ($2 \cdot 10^{-13}$ лм $\cdot \Gamma \mu^{-1/2}$).

ГЛАВА 6

ФОТОРЕЗИСТОРЫ

§ 6.1. Основные величины и соотношения, характеризующие фотопроводимость

Фотопроводимость — это свойство вещества изменять свою электропроводность под действием электромагнитного излучения оптического диапазона. Прибор, в котором используется это явление, называют фоторезистором. В полупроводниковом фоточувствительном слое фоторезистора, находящемся в темноте, при определенной температуре имеется некоторая концентрация т е п л о в ы х или р а в н о в е с'н ы х носителей заряда — электронов n_0 и дырок p_0 . Этими носителями определяется т е м н о в а я п р о в о д и м о с т ь σ_0 фоторезистора. Поток излучения, поглощенный фоточувствительным слоем фоторезистора, генерирует н е р а в н о в е с н ы е носители заряда концентраций Δn и Δp , которые создают дополнительную проводимость, называемую ф о т о п р о в о д и м о с т ь ю $\Delta \sigma$. Полная или общая удельная проводимость σ фоторезистора может быть представлена в виде суммы темновой проводимости и фотопроводимости:

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta \sigma = e\mu_n (n_0 + \Delta n) + e\mu_p (\rho_0 + \Delta p), \qquad (6.1)$$

где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно.

В полупроводниках с широкой запрещенной зоной или при низких температурах значения Δn и Δp могут быть значительно больше соответствующих равновесных концентраций носителей заряда n_0 и p_0 . В полупроводниках с большой равновесной концентрацией носителей заряда, обусловленной малой шириной запрещенной зоны или наличием примесей, влияние излучения обычно сводится к созданию лишь небольших отклонений от темновой проводимости.

Собственное поглощение излучения приводит к генерации электронов и дырок в равных количествах: $\Delta n = \Delta p$. Такая генерация называется б и полярной, а проводимость полупроводника — б иполярной или собственной фотопроводимостью.

В случае примесного поглощения возрастает концентрация носителей заряда только одного типа — примесная фотопроводимость. Проводимость примесных полупроводников всегда монополярна. Для примесного поглощения неравновесные носители заряда могут быть основными или неосновными*. Если неравновесные носители заряда являются неосновными для данного полупроводника и их концентрация превышает темновую равновесную концентрацию основных носителей заряда, то изменяется тип электропроводности.

Поглощение излучения свободными носителями заряда не приводит к изменению их концентрации, но вызывает увеличение кинетической энергии, в результате чего, строго говоря, изменяются подвижность носителей и, следовательно, фотопроводимость полупроводника. Такая фотопроводимость носит название µ-фотопроводимости или фотопроводимость носит название µ-фотопроводимости или фотопроводимость носит в торого рода. Кинетическая энергия неравновесных носителей заряда вследствие столкновений с кристаллической решеткой полупроводника быстро уменьшается и приближается к средней тепловой энергии рав-

^{*} Основными носителями заряда называют подвижные носители заряда, концентрация которых в данном полупроводнике преобладает: электроны в полупроводнике *n*-типа и дырки в полупроводнике *p*-типа; неосновными носителями заряда называют подвижные носители заряда, концентрация которых в данном полупроводнике меньше концентрации основных носителей заряда: электроны в полупроводнике *p*-типа и дырки в полупроводнике *n*-типа (ГОСТ 15133— 69).

новесных носителей заряда. Этот процесс термализации происходит за время 10^{-10} — 10^{-12} с. Следовательно, подвижность неравновесных носителей заряда подавляющее время их существования не отличается от подвижности равновесных носителей, т. е. физически они неразличимы. Поэтому µ-фотопроводимость можно обнаружить лишь при глубоком охлаждении фоторезисторов и в спектральной области, где обычный фотоэффект отсутствует.

Длинноволновая граница фотопроводимости совпадает с границами собственного или примесного поглощения излучения. Для собственной фотопроводимости величина λ_0 в микрометрах определяется шириной запрещенной зоны полупроводникового материала: $hv_0 = E_{g}$, откуда

$$\lambda_0 = 1,236/E_g. \tag{6.2}$$

Из сравнения выражений (4.4) и (6.2) следует, что длинноволновая граница фотопроводимости полупроводника по сравнению с его фотоэмиссионной границей лежит в более длинноволновой области спектра.

Значения ширины запрещенной зоны при T = 300 К и длинноволновой границы собственной фотопроводимости некоторых полупроводниковых материалов, используемых для изготовления фоторезисторов, приведены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Полупроводни- ковый материал	Параметры		Полупроводни-	Параметры	
	<i>Еg</i> , эВ	λ ₀ , мкм	ковый материал	<i>Еg</i> , эВ	λ ₀ , ΜΚΜ
CdS CdSe Si Ge	2,53 1,74 1,11 0,67	0,49 0,71 1,12 1,85	PbS PbTe PbSe InSb	0,37 0,29 0,26 0,17	3,36 4,27 4,76 7,3

В случае примесной фотопроводимости ее длинноволновая граница определяется типом и концентрацией примеси. Например, для примесного германия в зависимости от типа и концентрации примеси длинноволновая граница фотопроводимости может изменяться от 40 до 3,5 мкм.

Механизм фотопроводимости полупроводников можно представить как совокупность следующих явлений: 1) генерации неравновесных носителей заряда в результате поглощения излучения; 2) движения носителей заряда — диффузии неравновесных носителей заряда при наличии градиента их концентрации в объеме и дрейфа при наличии электрического поля; 3) рекомбинации неравновесных носителей заряда.

Количество генерируемых неравновесных носителей заряда в единицу времени в единице объема должно быть пропорционально количеству поглощенных фотонов за то же время в том же объеме. Как следует из выражения (4.8), в единицу времени в единице объема полупроводника на глубине х количество поглощенных фотонов

$$N_v(x) = \frac{dN(x)}{dx} = \alpha N_0 (1 - R) e^{-\alpha x}.$$

Тогда на глубине х объемная скорость генерации носителей заряда

$$g_{v}(x) = Y N_{v}(x) = Y \alpha N_{0} (1 - R) e^{-\alpha x}$$
,

где Y — квантовый выход внутреннего фотоэффекта, определяющий число пар носителей заряда при собственном поглощении фотона или число носителей заряда при его примесном поглощении.

Если показатель поглощения α и толщина w фоточувствительного слоя малы, так что выполняется неравенство $\alpha w \ll 1$, то объемную скорость генерации носителей заряда $g_v(x)$ можно принять не зависящей от x. При таком допущении объемная скорость генерации носителей заряда является равномерной и определяется выражением

$$g_{v} = Y\alpha \left(1 - R\right) N_{0} = Y\alpha \left(1 - R\right) \frac{\Phi_{0}}{hv} = Y N_{v}.$$

При большом показателе поглощения α , т. е. при выполнении неравенства $\alpha \omega >> 1$, основная доля излучения поглощается вблизи поверхности. Тем не менее, если эффективная диффузионная длина носителей заряда велика по сравнению с толщиной фоточувствительного слоя ω , то объемный процесс генерации носителей заряда можно рассматривать как эквивалентный процесс равномерной генерации носителей со скоростью

$$g_v = \frac{Y(1-R)N_0}{w} = \frac{Y(1-R)\Phi_0}{wh^{\gamma}}.$$

При равномерном поглощении излучения диффузией неравновесных носителей заряда можно пренебречь. Допустим также, что электрическое поле мало, так что дрейфовые токи не играют существенной роли. Поэтому считаем, что стационарная концентрация неравновесных носителей заряда устанавливается в результате динамического равновесия двух процессов, генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда.

Если бы единственным следствием облучения являлось высвобождение носителей заряда, то концентрация неравновесных носителей должна была бы возрастать во времени по линейному закону. Для собственного полупроводника

$$\Delta n = \Delta p = Y N_v t \; .$$

В действительности же число избыточных носителей заряда, генерируемых за счет излучения, возрастает сначала линейно, а через некоторое время в полупроводнике устанавливается стационарное значение неравновесных концентраций $\Delta n_{\rm cr}$ и $\Delta p_{\rm cr}$ (рис. 6.1). Отсюда следует, что кроме генерации свободных носителей заряда имеется обратный процесс — рекомбинация (исчезновение), который нарастает по мере увеличения концентрации неравновесных носителей

заряда. Поскольку скорость генерации неравновесных носителей заряда остается постоянной при неизменном потоке излучения, через какой-то промежуток времени скорость рекомбинации достигает скорости генерации и устанавливается стационарное состояние, характеризующееся постоянным значением концентрации неравновесных носителей заряда Δn_{cr} и Δp_{cr} . Время между процессами генерации и рекомбинации, в течение которого каждый неравновесный носитель за-

ряда вносит вклад в увеличение проводимости материала, называется в ременем жизни; оно различно для каждого носителя заряда, поэтому на практике пользуются понятием среднего времени жизни.

Стационарный избыток концентрации носителей заряда при равномерной скорости их генерации определяется произведением числа носителей заряда, высвобождаемых излучением в единицу времени в единице объема, на среднее $\Delta n = Y N_{v} t$ $\Delta n_{c\tau} = Y N_{v} t$ t

Рис. 6.1. Изменение во времени концентрации неравновесных носителей заряда при облучении

время их существования в зоне до рекомбинации, т. е. на среднее время жизни т.

Для электронов

$$\Delta n_{\rm cr} = Y N_v \tau_n = Y \tau_n \; \frac{\Phi_0 \left(1 - R\right) \alpha}{h \nu} \; ,$$

для дырок

$$\Delta p_p = Y N_v \tau_p = Y \tau_p \; \frac{\Phi_0 \left(1 - R\right) \alpha}{h \nu} \; ,$$

где τ_n и τ_n — время жизни электронов и дырок.

Выражение (6.3) является основным характеристическим соотношением для фотопроводимости.

Стационарная фотопроводимость для собственных полупроводников

$$\Delta \sigma_{\rm cr} = \Delta \sigma_{n \, \rm cr} + \Delta \sigma_{p \, \rm cr} = e \left(\mu_n \Delta n_{\rm cr} + \mu_p \Delta p_{\rm cr} \right) = e Y N_v \left(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p \right).$$

Если $\Delta n_{cr} \neq \Delta p_{cr}$ или подвижность электронов намного превышает подвижность дырок, то имеет место монополярная неравновесная фотопроводимость, осуществляемая носителями заряда одного знака:

$$\Delta \sigma_{c\tau} = e Y N_v \mu \tau = e Y \mu \tau \quad \frac{\Phi_0 (1 - R) \alpha}{h \nu} . \tag{6.4}$$

Стационарная неравновесная фотопроводимость определяется пятью параметрами: *R*, *a*, *Y* и µ, *τ*. Первые три параметра характеризуют взаимодействие излучения с полупроводником и влияют на процесс генерации неравновесных носителей заряда. Изменение величин этих параметров при изменении длины волны излучения определяет в основном спектральную зависимость фотопроводимости.

(6.3)

Параметры µ и т описывают взаимодействие носителей заряда с веществом и характеризуют процессы движения и рекомбинации неравновесных носителей заряда. Основным параметром фотопроводимости является время жизни неравновесных носителей заряда, от которого зависят чувствительность и инерционность фотопроводимости. Время жизни носителей заряда определяется не только материалом полупроводника, его примесями и дефектами структуры, но также плотностью потока излучения и температурой полупроводника.

§ 6.2. Время жизни неравновесных носителей заряда. Релаксация фотопроводимости

Среднее время жизни носителей заряда определяется процессами рекомбинации. Рассмотрим три механизма рекомбинации: 1) поверхностная рекомбинация; 2) межзонная (прямая или квадратичная) рекомбинация; 3) рекомбинация через локальные рекомбинационные центры-ловушки, или линейная рекомбинация. Энергия, освобождаемая в процессе рекомбинации, может излучаться в виде фотонов или передаваться решетке.

Поверхностная рекомбинационные центры-ловушки, образованные за поверхностные рекомбинационные центры-ловушки, образованные за счет нарушения симметрии связей атомов, а также других дефектов и загрязнений поверхности. Поверхностная рекомбинация может превалировать над другими видами рекомбинации в образцах малой толщины и чистых кристаллах, в которых концентрация объемных центров рекомбинации мала. Обычно поверхностная рекомбинация характеризуется не временем жизни носителей, а скоростью поверхностной рекомбинации, соответствующей средней скорости носителей, с которой они подходят к поверхности, где происходит непрерывное их исчезновение. Поверхностное время жизни носителей заряда τ_s является функцией скорости поверхностной рекомбинации.

Межзонная (прямая или квадратичная) рекомбинация — непосредственная рекомбинация свободного электрона со свободной дыркой. Она представляет сравнительно редкое событие, при этом электрон и дырка должны оказаться одновременно в одном и том же месте и при их взаимодействии должны соблюдаться законы сохранения энергии и импульса. Прямая рекомбинация может играть заметную роль лишь в совершенно чистых полупроводниках или при очень высоких плотностях потока излучения, когда концентрация носителей заряда превышает 10¹⁷ см⁻³.

Рекомбинация через локальные рекомбинационные центры — рекомбинация с участием ловушек, происходящая в два этапа: вначале рекомбинационной ловушкой захватывается носитель заряда одного знака, затем — носитель заряда другого знака. Двухэтапный процесс рекомбинации более вероятен, так как не требует одновременного присутствия в данной точке кристалла электрона и дырки. Рекомбинационная ловушка также воспринимает количество движения, необходимое для соблюдения закона сохранения импульса, и часть энергии, высвобождаемой в процессе

ł
рекомбинации. Рекомбинационными ловушками могут быть примесные атомы, незаполненные узлы решетки и другие дефекты кристаллической структуры. Как правило, ловушка описывается совокупностью энергетических уровней, расположенных довольно глубоко в запрещенной зоне, близко к ее середине.

Для электрона среднее время жизни определяется выражением*

$$\tau_n=\frac{1}{N_{rn}\gamma_n},$$

где N_{rn} — концентрация центров рекомбинации электронов, см⁻³; γ_n — коэффициент рекомбинации электронов, см³ · с⁻¹.

Концентрация центров рекомбинации электронов в случае линейной рекомбинации может определяться, например, концентрацией примесей. Коэффициент рекомбинации зависит от эффективного сечения захвата атомом примеси электрона или дырки θ и средней скорости их теплового движения v_{cp} . Для электронов

$$\gamma_n = \theta_n v_{\text{cp} n} = \theta_n \sqrt{\frac{3kT}{m_n^*}}.$$

Здесь θ_n — эффективное сечение захвата электрона одним из атомов, содержащих дырки; v_{cpn} — средняя скорость теплового движения электронов; m_n^* — эффективная масса электронов.

В зависимости от типа центров рекомбинации величина θ изменяется в широких пределах. Введением примесей можно управлять рекомбинационными процессами, а значит, и свойствами фоточувствительных полупроводниковых слоев.

Если концентрация центров рекомбинации велика (например, ловушек, созданных примесями) и не зависит от потока излучения, то время жизни носителей заряда постоянно:

$$\tau_n = \frac{1}{N_{rn}\gamma_n} = \text{const.}$$
(6.5)

При этом скорость уменьшения неравновесных носителей заряда $\left(\frac{d(\Delta n)}{dt}\right)_{\text{рек}}$, равная $\Delta n/\tau$, пропорциональна первой степени их кон- центрации Δn (линейная рекомбинация):

$$\left(\frac{d(\Delta n)}{dt}\right)_{\text{per}} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} = -\Delta n N_{rn} \gamma_n = -c\Delta n.$$
(6.6)

В случае большого уровня биполярной генерации (высокие плотности потоков излучения) наблюдается прямая рекомбинация электрона и дырки. При этом концентрация центров рекомбинации N_{rn} определяется концентрацией неравновесных дырок Δp , равной концентрации электронов Δn , пропорциональной потоку излучения.

^{*} Далее все выводы приводятся для неравновесных электронов. Очевидно, они могут быть распространены и на неравновесные дырки.

Среднее время жизни для этого вида рекомбинации уменьшается с увеличением потока излучения и не постоянно:

$$\tau_n = \frac{1}{\Delta n \gamma_n} \,. \tag{6.7}$$

Скорость рекомбинации

$$\left(\frac{d\ (\Delta n)}{dt}\right)_{\text{perf}} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} = -\ (\Delta n)^2 \gamma_n. \tag{6.8}$$

Как следует из выражения (6.8), скорость рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации неравновесных носителей заряда. Поэтому данная рекомбинация является квадратичной.

В реальных фоторезисторах могут одновременно осуществляться различные виды рекомбинации, каждый из которых характеризуется своим временем жизни. Результирующее среднее время жизни неравновесных носителей заряда определяют суммированием их обратных значений для различных видов рекомбинаций. Для электронов

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_{n1}} + \frac{1}{\tau_{n2}} + \cdots = \sum_{k} \frac{1}{\tau_{nk}}.$$

Очевидно, величина τ_n ближе к меньшему из суммируемых времен жизни.

Из рассмотренных процессов объемной рекомбинации вытекает важная зависимость фотопроводимости от потока излучения. При линейной рекомбинации, при которой среднее время жизни постоянно, стационарная фотопроводимость согласно выражению (6.4) пропорциональна плотности потока излучения:

$$\Delta \sigma_{er} \sim \Phi.$$

При квадратичной рекомбинации время жизни неравновесных носителей заряда уменьшается с увеличением их концентрации (6.7) и, следовательно, плотности потока излучения. Поэтому зависимость стационарной фотопроводимости от плотности потока излучения имеет вид

$$\Delta \sigma_{er} \sim \sqrt{\Phi}$$
.

В общем случае можно считать, что

$$\Delta \sigma_{\rm cr} \sim \Phi^{\alpha} , \qquad (6.9)$$

где α — коэффициент нелинейности энергетической характеристики фотопроводимости.

Релаксация фотопроводимости. Для нестационарного режима (рис. 6.2) процесс нарастания и спада неравновесной фотопроводимости зависит от характера рекомбинации. Изменение концентрации неравновесных носителей заряда в единицу времени $d(\Delta n)/dt$ есть разность между скоростями их генерации *g* и рекомбинации *r*:

$$d\left(\Delta n\right)/dt = g - r. \tag{6.10}$$

В момент прекращения облучения фоторезистора g = 0. Тогда, подставив в (6.10) g = 0 и выражение (6.6), получим

$$\frac{d\left(\Delta n\right)}{dt}=-r=-\frac{\Delta n}{\tau_n}.$$

Разделяя переменные и интегрируя с учетом начального условия $\Delta n = \Delta n_{cm}$ при t = 0, получаем выражение, характеризующее изме-



Рис. 6.2. Кривые релаксации неравновесной концентрации носителей заряда при линейной рекомбинации и отсутствии центров захвата (1), при наличии центров захвата (2)



Рис. 6.3. Зависимость постоянной времени от освещенности сернистокадмиевого (1) и селенисто-кадмиевого (2) фоторезисторов

нение во времени концентрации избыточных неравновесных носителей заряда для процесса спада .

$$\Delta n = \Delta n_{\rm cr} {\rm e}^{-t/\tau_n} \, .$$

Для процесса нарастания

$$\Delta n = \Delta n_{\rm cr} \left(1 - {\rm e}^{-t/\tau_n} \right).$$

Отсюда следует, что при линейной рекомбинации процесс нарастания и спада неравновесных носителей заряда определяется экспоненциальным законом с одинаковой постоянной времени, соответствующей времени жизни неравновесных носителей заряда (кривая 1 на рис. 6.2). Это дает возможность экспериментально определять т по релаксационным кривым.

При квадратичной рекомбинации время жизни носителей заряда уменьшается с увеличением потока излучения и говорить о времени жизни как о постоянной величине нельзя. В этом случае релаксационные процессы протекают более сложно. Кривая нарастания неравновесных носителей заряда, а следовательно, и фотопроводимость представляют собой гиперболическую тангенсоиду, кривая спада — пологую гиперболу.

В общем случае времена нарастания и спада сигнала зависят от характера процесса рекомбинации и концентрации равновесных и неравновесных носителей заряда, уменьшаясь при увеличении пото-

ка излучения (рис. 6.3). Времена нарастания т_н и спада т_{оп} приводятся в паспортах фоторезисторов при определенных значениях освещенности.

На кинетику фотопроводимости большое влияние оказывают центры захвата (центры прилипания) или ловушки захвата. Кроме рекомбинационных ловушек в запрещенной зоне полупроводника за счет наличия примесей или загрязнений образуются мелкие уровни, расположенные вблизи зоны проводимости либо валентной зоны. Эти уровни могут захватывать носители заряда из прилегающей зоны, однако вероятность захвата носителей заряда противоположного знака очень мала. Такие уровни называются уровнями ловушек захвата. Вероятность рекомбинации носителей заряда через уровни ловушек захвата незначительна, поэтому захваченный ловушкой носитель вскоре вновь оказывается переброшенным в прилегающую энергетическую зону в результате тепловой генерации. Ловушки захвата, практически не влияя на величину стационарной концентрации носителей заряда (фотопроводимости), влияют на время установления и спада стационарных концентраций носителей заряда, т. е. на инерционность фотоприемника. Действительно, ловушки захвата увеличивают время установления стационарной фотопроводимости, так как требуется время на их заполнение. После прекращения действия излучения неравновесные носители заряда должны покинуть ловушки, перейти за счет тепловой генерации в соответствующие зоны и уже потом рекомбинировать. В результате этого процесс нарастания и спада неравновесных носителей заряда замедляется (кривая 2 на рис. 6.2).

Ловушки захвата могут существенно увеличить кажущееся время жизни носителей заряда т_{эфф}, которое связано с временем жизни неравновесных носителей заряда т. В случае линейной рекомбинации кажущееся время жизни электронов

$$\tau_{\mathrm{s}\Phi\Phi} = \tau_n \left(1 + n_{\mathrm{n}\mathrm{s}}/n\right),$$

где n_{n_3} — концентрация электронов, захваченных ловушками; n — концентрация неравновесных носителей заряда — электронов.

Кажущееся время неравновесных носителей заряда называют также временем фотоответа.

§ 6.3. Фототок. Коэффициент усиления по фототоку

Во многих случаях количественной мерой фотопроводимости является фототок фоторезистора. На рис. 6.4 приведена схема фоторезистора с поперечной фотопроводимостью — направление потока излучения перпендикулярно направлению электрического поля. При равномерном поглощении излучения в объеме полупроводника и, учитывая неравновесные носители заряда лишь одного знака, фотопроводимость полупроводника $\Delta \sigma_{\rm ст}$ и плотность фототока J_{Φ} можно представить известным соотношением

$$J_{\Phi} = \Delta \sigma_{\rm cr} E = e N_v Y \mu \tau \frac{U}{l} , \qquad (6.11)$$

где E = U/l — напряженность электрического поля в полупроводнике.

Фототок *I*^ф зависит от размеров образца и величины приложенного напряжения. Действительно,

$$I_{\Phi} = J_{\Phi} A = e N_v V \mu \tau \frac{U}{l^2}, \qquad (6.12)$$

где A = bw — площадь поперечного сечения фоторезистора; V = bwl — объем фоторезистора; в котором происходит генерация носителей заряда.

Если обозначить общее число поглощенных во всем объеме фоторезистора фотонов $N_{vv} = N_v V$, то выражение (6.12) можно записать в виде

$$\frac{I_{\Phi}/e}{N_{\nu}Y} = \mu \tau \frac{U}{l^2} = M.$$
 (6.13)



Рис. 6.4. Схема фоторезистора с поперечной фотопроводимостью

Здесь M — коэффициент усиления — отношение числа носителей заряда I_{Φ}/e , проходящих в 1 с между электродами фоторезистора, к числу

генерируемых в объеме неравновесных носителей заряда $N_{vV}Y$. Величину M целесообразно выразить через отношение времени жизни неравновесных носителей заряда т к времени их дрейфа Tмежду электродами, которое определяется расстоянием между электродами l и средней скоростью дрейфа $v_{\rm cp.\, дp} = \mu \frac{U}{l}$:

$$T = \frac{l}{v_{\rm cp.Ap}} = \frac{l^2}{\mu U} \,. \tag{6.14}$$

Подставив выражение (6.14) в (6.13), получим

$$M = \tau/T. \tag{6.15}$$

Если носители заряда могут беспрепятственно пополняться из электродов, то коэффициент усиления увеличивается с повышением приложенного напряжения или с уменьшением расстояния между электродами. При свободном обмене, когда время пролета значительно меньше времени жизни, носители заряда до рекомбинации успевают много раз пройти междуэлектродное расстояние, при этом M > 1. Для фоторезисторов типа $A^{11}B^{V1}$, приняв $\mu = 100 \text{ см}^2/\text{B} \cdot \text{c}$, $\tau \approx \approx 10^{-2}$ с, U = 100 В и l = 0,1 см, имеем $M \approx 10^4$.

§ 6.4. Спектральные зависимости квантового выхода внутреннего фотоэффекта и фотопроводимости

Длинноволновая граница спектральных характеристик квантового выхода и фотопроводимости собственного полупроводника определяется энергией фотона hv_0 , равной ширине запрещенной зоны E_{ρ} . При увеличении энергии фотонов ($h\nu > h\nu_0$) квантовый выход Y резко возрастает и приближается к единице, затем остается постоянным вплоть до некоторой критической энергии фотона $h\nu_{pi} > (2-3)E_g$, называемой порогом ударной ионизации. При энергиях фотонов, превышающих порог ударной ионизации, квантовый выход становится больше единицы и постепенно возрастает при уве-



Рис. 6.5. Зависимость квантового выхода внутреннего фотоэффекта германия от энергии фотонов

личении $h\nu - h\nu_{pi}$, так как быстрее фотоэлектроны за счет ударной ионизации создают новые пары неравновесных носителей заряда (рис. 6.5).

Собственная фотопроводимость полупроводников проявляется обычно в сравнительно узком спектральном интервале, расположенном вблизи длинноволновой границы фоточувствительности. Спектральную зависимость фоточувствительности, представленную в виде отношения фотопроводимости к падающему на фоторезистор потоку

монохроматического излучения, на основании формулы (6.4) можно описать выражением

$$\frac{\Delta \sigma}{\Phi} = \frac{e}{hc} \ \mu \tau Y (1 - R) \ \alpha \lambda. \tag{6.16}$$

Предположим, что монохроматическая чувствительность фоторезистора, отнесенная к единице потока излучения, зависит только от длины волны. Тогда спектральная зависимость чувствительности, как видно из формулы (6.16), линейно возрастает с увеличеннием длины волны до порогового значения, соответствующего минимальной энергии, необходимой для генерации неравновесных носителей заряда. Однако реальная спектральная характеристика (кривая 3 на рис. 6.6) фоторезисторов по разным причинам отклоняется от идеальной (кривая 2).



Рис. 6.6. Спектральные характеристики показателя оптического поглощения (1) и фоточувствительности фоторезистора (2 — идеальная, 3 реальная): λ_{0f} и λ_{02} — длинноволновые границы собственной и примесной фотопроводимости

Параметры α , *R*, *Y*, входящие в выражение (6.16), характеризуют взаимодействие излучения с веществом. Зависимость этих величин, особенно показателя поглощения α, от длины волны видоизменяет характер идеальной спектральной характеристики фотопроводимости. Для собственной фотопроводимости квантовый выход в диапазоне длин волн от λ_0 до $\lambda_0/3$ близок к единице, коэффициент отражения изменяется незначительно. Показатель оптического поглощения в области λ₀ резко возрастает, при дальнейшем уменьшении длины волны остается почти постоянным (кривая 1 на рис. 6.6). Максимум реальной спектральной зависимости фотопроводимости лежит вблизи границы полосы собственного поглощения, где наблюдается резкое увеличение показателя поглощения с уменьшением длины волны. При дальнейшем уменьшении λ показатель поглощения продолжает возрастать, эффективная глубина проникновения излучения в вещество уменьшается и основная доля излучения поглощается вблизи поверхности. Количество неравновесных носителей заряда у поверхности увеличивается. Среднее время жизни этих зарядов за счет поверхностной рекомбинации уменьшается, что обусловливает снижение фотопроводимости и отклонение реальной характеристики от идеальной.

При энергиях фотонов, в несколько раз превышающих энергию ширины запрещенной зоны, поглощение одного фотона может привести к возбуждению нескольких свободных носителей заряда. При этом наблюдается увеличение фотопроводимости по сравнению с идеальной характеристикой.

Спектральные характеристики примесной фотопроводимости, так же как и примесного поглощения излучения, сдвинуты относительно собственной фотопроводимости в сторону больших длин волн. Поскольку концентрация примесных атомов на несколько порядков меньше концентрации атомов основного вещества, примесное поглощение излучения, а следовательно, и примесная фотопроводимость существенно ниже собственной фотопроводимости полупроводника.

§ 6.5. Основные характеристики и параметры фоторезисторов

Характеристики фоторезисторов. Основными характеристиками фоторезисторов являются вольт-амперные, энергетические, спектральные, частотные и температурные характеристики.

Вольт-амперные характеристики фоторезисторов симметричны относительно начала координат, так как сопротивление их не зависит от полярности приложенного напряжения. Поэтому такие характеристики строят только для какого-нибудь одного направления тока и напряжения, условно принятого за положительное. Вольт-амперная характеристика фоторезистора с учетом выражений (6.1), (6.9), (6.11) и (6.12) можно представить в виде

$$I = I_{\rm T} + I_{\Phi} = \sigma_0 AE + \Delta \sigma_{\rm cT} AE = \sigma_0 \frac{wb}{l} U + \Delta \sigma_{\rm cT} \frac{wb}{l} U = c_{\rm T} U + c_{\Phi} \Phi^{\alpha} U, \qquad (6.17)$$

где I, I_{τ} и I_{Φ} — суммарный ток, темновой ток и фототок фоторезистора соответственно; c_{τ} и c_{Φ} — постоянные, определяемые свойствами соответственно необлученного и облученного материала и конструкцией фоторезистора; α — коэффициент нелинейности энергетической характеристики; U — напряжение, приложенное к фоторезистору.

Из уравнения (6.17) следует, что вольт-амперные характеристики фоторезисторов как при облучении, так и без облучения линейны. Увеличение потока излучения изменяет лишь угол наклона этих характеристик (рис. 6.7). Как показали исследования, линейность характеристик некоторых фоторезисторов может нарушаться при очень малых и больших приложенных напряжениях (кривая 2 на рис. 6.7). Нелинейность вольтамперной характеристики при малых напряжениях связана с эффектами на контактах между отдельными зернами или кристаллами полупроводникового поликристаллического материала (например, у пленочных сернисто-кадмиевых фоторезисторов). Можно считать, что



Рис. 6.7. Вольт-амперные характеристики фоторезисторов (1 — отсутствие облучения; 2, 3 — при облучении различными по величине потоками $\Phi, \Phi_3 > \Phi_2$)

фототок на этом участке характеристики квадратично зависит от напряжения:

$$I_{\Phi} = c_{\Phi} \Phi^{\alpha} U^2.$$

С увеличением напряжения сопротивление контактов уменьшается либо за счет эффекта сильного поля (например, прохождение электронов сквозь тонкие потенциальные барьеры), либо вследствие нагрева приконтактных областей между отдельными кристаллами полупроводника. Тогда сопротивление фоторезистора определяется уже объемным свойством отдельных кристаллов полупроводника и поэтому практически остается постоянным.

Отклонение вольт-амперных характеристик фоторезисторов от линейности при больших напряжениях может происходить

за счет разогрева фоточувствительного слоя выделяемой мощностью, если она превышает допустимую величину. Иногда фототок стремится к насыщению при больших электрических полях, если пополнение носителей заряда из электродов затруднено. В этом случае при большой напряженности поля все неравновесные носители заряда в объеме фоточувствительного слоя достигают электродов, наблюдается насыщение фототока (например, у монокристаллических фоторезисторов с малым расстоянием между электродами).

Энергетические характеристики фоторезисторов в общем случае нелинейны вследствие зависимости среднего времени жизни носителей заряда от величины потока излучения. Общий закон для энергетических характеристик фоторезисторов исходя из выражения (6.17) при U = const можно записать таким образом:

$$I_{\Phi} = k \Phi^{\alpha}$$

где $k = c_{\Phi} U$.

Энергетические характеристики большинства фоторезисторов имеют два участка: при малых потоках излучения — линейный ($\alpha = 1$), при больших — сублинейный ($\alpha < 1$). Область линейности энергетических характеристик фоторезисторов определяется их свойствами.

Если энергетические характеристики фоторезистора построены в зависимости от освещенности их поверхности, а не от величины по-

тока излучения, то их называют люкс-амперными. В качестве примера на рис. 6.8 приведены люкс-амперные характеристики фоторезистора типа CdS (ФСК-1). Максимальная крутизна характеристики, а следовательно, и чувствительность фоторезистора соответствуют области малых значений освещенности. С увеличением освещенности чувствительность падает.

Спектральные характеристики чувствительности фоторезисторов имеют ярко выраженный максимум вблизи длинноволновой границы. На границе оптического



Рис. 6.8. Люкс-амперные характеристики фоторезистора





поглощения наблюдается более резкий спад чувствительности, чем в коротковолновой части спектра, где показатель поглощения остается практически постоянным (рис. 6.9). Область спектральной характеристики чувствительности фоторезистора определяется свойствами полупроводника, из которого изготовляется фоточувствительный слой. Поскольку запрещенная зона различных полупроводниковых материалов имеет ширину от десятых долей электронвольта до 3 эВ, спектральные характеристики чувствительности располагаются в инфракрасной, видимой или ультрафиолетовой области спектра излучения. Для примесных фоторезисторов с малой энергией ионизации примеси длинноволновая граница может находиться в области 40 мкм (например, у германия, легированного цинком).

Вид спектральной характеристики зависит от температуры вследствие изменения ширины запрещенной зоны. У большинства полупроводников ширина запрещенной зоны уменьшается с повышением температуры, за исключением сульфида, селенида и теллурида свинца, у которых она увеличивается. Поэтому при охлаждении фоторезисторов из халькогенидов свинца их спектральные характеристики смещаются в длинноволновую область спектра (рис. 6.10).

Частотные характеристики чувствительности фоторезисторов дают более наглядную информацию об инерционных свойствах фоторезистора, чем постоянные времени, измеренные по нарастанию и спаду фотопроводимости. При синусоидальной модуляции потока излучения и переходных процессах, протекающих в фоторезисторе по экспоненциальному закону, характер снижения его чувствительности с увеличением частоты модуляции определяется выражением (3.26).

В более общем случае релаксационные процессы неравновесной фотопроводимости не могут быть достаточно точно описаны экспонентой с одним т, поэтому экспериментальные частотные зависимости



Рис. 6.10. Спектральные характеристики чувствительности фоторезисторов при комнатной температуре (сплошные кривые) и при охлаждении жидким азотом (пунктирные кривые)



Рис. 6.11. Частотные характеристики чувствительности фоторезисторов

многих фоторезисторов несколько отличаются от полученных с помощью выражения (3.26).

На рис. 6.11 приведены частотные характеристики чувствительности различных типов фоторезисторов. Селенисто-свинцовые и сернисто-свинцовые фоторезисторы по сравнению с сернисто-кадмиевыми обладают меньшей инерционностью.

Наиболее чувствительные фоторезисторы являются и наиболее инерционными. На рис. 6.12 приведены частотные характеристики двух образцов сернисто-свинцовых фоторезисторов различной чувствительности. При одинаковом потоке излучения меньшей инерционностью обладает менее чувствительный образец.



Рис. 6.12. Частотные характеристики чувствительности двух образцов сернисто-свинцовых фоторезисторов различной чувствительности



Рис. 6.13. Зависимость темнового сопротивления сернисто-свинцового фоторезистора от температуры Температурные характеристики фоторезистороз отражают изменение параметров фоторезистора (сопротивления, фототока и др.) при изменении температуры окружающей среды. Как правило, повышение температуры приводит к снижению чувствительности и увеличению порогового потока.

Влияние температуры на темновое сопротивление сернисто-свинцового фоторезистора иллюстрирует рис. 6.13. При облучении фоторезистора характер зависимости изменения сопротивления от температуры такой же, как и без облучения. В диапазоне температур — 60 ÷



Рис. 6.14. Зависимость фототока сернисто-свинцового фоторезистора от температуры



Рис. 6.15. Зависимость интегральной токовой чувствительности селенисто-кадмиевого фоторезистора от фоновой освещенности

÷ +70°С средний температурный коэффициент сопротивления отрицателен и составляет 1−2% на 1°С.

Зависимость темнового тока фоторезисторов от температуры имеет вид, характерный для полупроводников. При повышении температуры темновой ток возрастает в связи с увеличением равновесной концентрации носителей заряда. Температурный коэффициент темнового тока положителен.

Фототок фоторезисторов с повышением температуры уменьшается (рис. 6.14) в результате увеличения вероятности рекомбинации фотоносителей за счет роста концентрации равновесных носителей заряда. Температурный коэффициент фототока в рабочем диапазоне температур отрицателен и составляет в среднем 0,7% на 1°С.

Для большинства типов фоторезисторов кратковременное воздействие окружающей среды в рабочем диапазоне температур —60 ÷ ÷ +70°С вызывает лишь обратимые изменения их параметров.

Фоновые характеристики фоторезисторов представляют собой зависимость параметров фоторезистора от излучения фона. Для примера на рис. 6.15 показано влияние немодулированной фоновой освещенности на интегральную токовую чувствительность селенисто-кадмиевого фоторезистора. Увеличение фоновой освещенности приводит к уменьшению его чувствительности.

Параметры фоторезисторов. К основным параметрам фоторезисторов относятся: чувствительность; постоянные времени (время нарастания $\tau_{\rm n}$ и спада $\tau_{\rm cn}$ фототоков), характеризующие инерционность приемника; темновое сопротивление $R_{\rm h}$, пороговый поток $\Phi_{\rm n}$; обнаружительная способность D; рабочее $U_{\rm p}$ и предельно допустимое $U_{\rm max}$

напряжения; допустимая рассеиваемая мощность $P_{\text{доп}}$. Степень важности того или другого параметра фоторезистора определяется назначением аппаратуры, в которой он используется.

Интегральная токовая чувствительность фоторезистора определяется материалом и размерами его фоточувствительного слоя, а также режимом работы. Токовая чувствительность линейно возрастает с повышением напряжения, изменяется при изменении потока излучения, так как энергетические характеристики фоторезистора нелинейны, снижается при увеличении частоты модуляции входного сигнала из-за инерционности фоторезистора и зависит от температуры.

Статическая интегральная токовая чувствительность

$$s_{I} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi} = \frac{I - I_{\tau}}{\Phi} = \frac{1}{\Phi} \left(\frac{U}{R_{E}} - \frac{U}{R_{\tau}} \right) =$$
$$= \frac{U}{\Phi} \left(\frac{R_{\tau} - R_{E}}{R_{E}R_{\tau}} \right) = \frac{U}{\Phi} \frac{\Delta R}{R_{\tau} (R_{\tau} - \Delta R)}, \qquad (6.18)$$

где R_E — сопротивление фоторезистора при заданной облученности; ΔR — изменение сопротивления фоторезистора при облучении.

Как видно из выражения (6.18), токовая чувствительность пропорциональна приложенному к фоторезистору напряжению. Для исключения этой зависимости вводят параметр удельной токовой чувствительности:

$$s_{I \text{ yg}} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi U} = \frac{\Delta R}{\Phi R_{\tau} (R_{\tau} - \Delta R)}$$

Статические интегральные токовые чувствительности принято измерять при освещенности 200 лк. В качестве источника излучения для измерения токовой чувствительности фоторезисторов в инфракрасной области используется абсолютно черное тело, температура которого приводится в паспорте фоторезистора.

Максимальная интегральная токовая чувствительность *s*_{Imax} определяется величиной предельно допустимого напряжения U_{max}:

$$s_{I \max} = s_{I yg} U_{\max}.$$

Так как фоторезисторы работают при различных потоках излучения, то при больших потоках приходится снижать напряжение во избежание чрезмерного разогрева фоточувствительного слоя выделяемой мощностью, а при малых потоках излучения — увеличивать напряжение. Предельно допустимое напряжение $U_{\rm max}$ при малых потоках излучения выбирают, исходя из напряжения пробоя $U_{\rm np}$ фоточувствительного слоя, а при больших потоках излучения — из максимально допустимой рассеиваемой мощности $P_{\rm non}$.

Интегральная токовая чувствительность при малых потоках излучения и выполнении условия $\Delta R \ll R_{\pi}$ определяется выражением

$$s_{I} = \frac{U}{\Phi} \frac{\Delta R}{(R_{T} - \Delta R)R_{T}} \approx \frac{U}{\Phi} \frac{\Delta R}{R_{T}^{2}}.$$
 (6.19)

Соответственно

$$s'_{I y \pi} \approx \frac{1}{\Phi} \frac{\Delta R}{R_{\pi}^2}.$$
 (6.20)

Часто используют такие параметры чувствительности фоторезисторов, как относительное изменение сопротивления $\Delta R/R_{\tau}$ и кратность изменения сопротивления R_{τ}/R_E . Кратность изменения сопротивления фоторе-

зистора определяют в том случае, когда его сопротивление при облучении изменяется более чем на порядок. По мере увеличения облученности кратность изменения сопротивления возрастает. Характер зависимости напоминает энергетическую характеристику фоторезистора. Параметры чувствительности фоторезисторов $\Delta R/R_{\rm T}$ и $R_{\rm T}/R_E$ не зависят от напряжения.

Статическую интегральную вольтовую чувствительность фоторезистора определяют как отношение величины сигнала на нагрузке к потоку излучения определенного спектрального состава, падающего на фоточувствительный слой:



Рис. 6.16. Типовая схема включения фоторезистора

$$s_U = U_{\rm H}/\Phi$$

Найдем выражение для напряжения сигнала на нагрузке (рис. 6.16). При отсутствии облучения фоточувствительного слоя в цепи возникает темновой ток

$$I_{\tau} = \frac{U_0}{R_{\tau} + R_{H}}.$$

При облучении фоточувствительного слоя ток в цепи

$$I = \frac{U_{\rm J}}{R_{\rm T} - \Delta R + R_{\rm H}} \, .$$

Тогда напряжение сигнала

$$U_{\rm H} = R_{\rm H} (I - I_{\rm T}) = \frac{U_0 R_{\rm H} \Delta R}{(R_{\rm T} - \Delta R + R_{\rm H}) (R_{\rm T} + R_{\rm H})}$$
(6.21)

и, следовательно, вольтовая чувствительность

$$s_U = \frac{U_0 R_{\rm H} \Delta R}{\Phi \left(R_{\rm T} - \Delta R + R_{\rm H}\right) \left(R_{\rm T} + R_{\rm H}\right)} \,. \tag{6.22}$$

Если изменение темнового сопротивления фоторезистора незначительно при облучении фоточувствительного слоя ($\Delta R \ll R_{\rm r}$), то выражение (6.21) можно упростить:

$$U'_{\rm B} = \frac{U_0 R_{\rm H} \Delta R}{(R_{\rm T} + R_{\rm B})^3} \,. \tag{6.23}$$

265

В результате вольтовая и удельная вольтовая чувствительности фоторезистора запишутся в виде

 $s'_U = \frac{U_0 R_{\rm H} \Delta R}{\Phi (R_{\rm r} + R_{\rm r})^2}$

и

$$s'_{U y \pi} = \frac{R_{\rm H} \Delta R}{\Phi (R_{\rm T} + R_{\rm H})^2}.$$
 (6.24)

Используя выражения (6.24) и (6.20), получим связь между удельными вольтовой и токовой чувствительностями (при $\Delta R \ll R_{\pi}$):

$$\dot{s}'_{U y \pi} = \dot{s}'_{I y \pi} R_{\rm H} \frac{1}{(1 + R_{\rm H}/R_{\rm T})^2}.$$
 (6.25)

Вольтовая чувствительность зависит от соотношения сопротивления нагрузки $R_{\rm H}$ и темнового сопротивления фоторезистора $R_{\rm T}$. При $R_{\rm H} = R_{\rm T}$, т. е. в режиме согласованной нагрузки, при котором обычно производят измерения основных параметров фоторезистора, выражения (6.23), (6.25) упрощаются:

$$U'_{\rm H} = \frac{U_0}{4} \frac{\Delta R}{R_{\rm T}} \tag{6.26}$$

И

$$\dot{s_{U \text{ yg}}} = \frac{s_{I \text{ yg}}}{4} R_{T}.$$

Выражение (6.26) используют для определения относительного изменения сопротивления $\Delta R/R_{\rm T}$ по измеренным значениям напряжения сигнала на нагрузке $U_{\rm H}$ и напряжения источника питания $U_{\rm 0}$ (при $\Delta R \ll R_{\rm T}$).

Если относительное изменение сопротивления велико, то вольтовая чувствительность (6.22) при согласованной нагрузке имеет вид

$$s_{U} = \frac{U_{0}\Delta R}{2\Phi (2R_{T} - \Delta R)} = \frac{U_{0}\Delta R/R_{T}}{2\Phi (2 - \Delta R/R_{T})}.$$

Если $\Delta R/R_{\rm r} \approx 1$, то $s_U \approx U_0/(2\Phi)$.

Пороговый поток и обнаружительная способность фоторезисторов ограничиваются присущими им шумами: тепловым шумом $\sqrt{\overline{U_r^2}}$, генерационно-рекомбинационным шумом $\sqrt{\overline{U_r^2}}$ (см. выражения (3.11), (3.13), (3.15), (3.16)]. В общем случае перечисленные шумы вызывают флуктуации напряжения на входе усилителя рабочей схемы фоторезистора, среднее квадратичное значение которого

$$\sqrt{\overline{U_{\mathfrak{u}}^2}} = \sqrt{\overline{U_{\mathfrak{r}}^2} + \overline{U_{\mathfrak{r}}^2} + \overline{U_{\mathfrak{r},\mathfrak{p}}^2} + \overline{U_{1/f}^2} + \overline{U_{\mathfrak{p}}^2}}.$$

Из частотной зависимости шумов фоторезистора (см. рис. 3.13) следует, что наибольшее значение шума соответствует низким часто-

там. Состав шумов разных типов фоторезисторов различен. Например, у сернисто-свинцовых фоторезисторов (ФСА) преобладают токовые шумы, у сернисто-кадмиевых (ФСК) — генерационно-рекомбинационные шумы. Уровни шумов для различных образцов фоторезисторов одного и того же типа при одинаковых условиях измерения могут существенно различаться.

С ростом частоты у всех фоторезисторов шум уменьшается. Но с увеличением частоты модуляции потока излучения уменьшается также чувствительность фоторезистора (см. рис. 6.11). Следовательно, пороговый поток для фоторезистора при синусоидальной модуляции излучения с частотой *f* можно записать в виде

$$\Phi_{\pi f} = \frac{\sqrt{\overline{u_{\mathfrak{w}f}^2}}}{s_{Uf}} = \frac{\sqrt{\overline{u_{\mathfrak{w}f}^2}}}{s_{U_{\bullet}}} \sqrt{1 + (2\pi\tau f)^2}.$$

При наличии экспериментальных частотных зависимостей этих величин можно найти оптимальную частоту, при которой достигается минимальный пороговый поток.

Фоторезисторы, предназначенные для приема слабых оптических сигналов в инфракрасной области, работают при глубоком охлаждении. Их пороговые потоки определяются в основном радиационными шумами, создаваемыми флуктуациями поглощаемых фотонов фона. С учетом только радиационного шума фона предельный пороговый поток

$$\Phi_{\pi \circ \phi} = \frac{\sqrt{\overline{D_{\phi}^2}}}{s_U} = \sqrt{\overline{\Phi_{\phi}^2}}.$$

Для фоторезисторов предельная монохроматическая обнаружительная способность

$$D_{\lambda \ o\phi}^{*} = \frac{\lambda}{2hc} \ \sqrt{\frac{Y}{N}} = 2,52 \cdot 10^{18} \lambda \sqrt{\frac{Y}{N}}, \qquad (6.27)$$

где λ измеряется в мкм, а плотность фотонов фонового излучения N — в фотон \cdot см⁻² \cdot с⁻¹.

Из формулы (6.27) следует, что увеличить обнаружительную способность фоторези стора, работающего в режиме ограничения флуктуациями фотонов фоном, можно за счет уменьшения количества фотонов фона, падающих на фоточувствительный слой. Для этого используют специальные охлаждаемые экраны. Отметим, что многие фоторезисторы имеют обнаружительную способность, близкую к теоретическому пределу.

§ 6.6. Типы и конструкции фоторезисторов

Отечественная промышленность выпускает широкую номенклатуру фоторезисторов, разнообразных по своим свойствам и конструктивному оформлению. Конструкция фоторезисторов зависит от их типа и назначения. Например, фоторезисторы в системах релейной автоматики, экспонометрических и оптоэлектронных устройствах работают при сравнительно больших потоках излучения, в основном в видимой области спектра. Эти фоторезисторы не требуют охлаждения — неохлаждаемые фоторезисторы.

В системах, предназначенных для связи и обнаружения объектов, используют фоторезисторы, работающие при малых потоках излучения, преимущественно инфракрасной области спектра. Большинство их относится к группе о х л а ж д а е м ы х фоторезисторов.

Промышленные типы фоторезисторов, чувствительные к видимому излучению, выпускаются на основе двух материалов — сульфида и селенида кадмия (CdS, CdSe) — соединения группы элементов A¹¹B^{v1}. Эти фоторезисторы могут быть отнесены к приемникам с собственной или примесной фотопроводимостью в зависимости от концентрации введенной сенсибилизирующей примеси, способствующей увеличению времени жизни носителей заряда.

Фоторезисторы из сульфида и селенида кадмия выпускают с монокристаллическими и поликристаллическими фоточувствительными элементами. Поликристаллические слои в виде пластин получают методом прессования из порошкообразного материала с последующим спеканием их при высокой температуре. Широко применяют также методы нанесения поликристаллического слоя на диэлектрическую подложку пульверизацией суспензии порошкообразного материала, либо напылением в вакууме (физическая технология)*. Как правило, пленочные фоточувствительные слои, полученные методом нанесения, подвергают термообработке.

Монокристаллические элементы изготовляют из монокристаллического материала в виде тонких пластин.

В инфракрасной области спектра фотопроводимостью обладают очень многие материалы, но не все они пригодны для изготовления фоторезисторов. На практике для области излучения 1—5 мкм используют соединения элементов IV и VI групп Периодической системы $A^{IV}B^{VI}$: сульфид, селенид и теллурид свинца (PbS, PbSe, PbTe), а также их трехкомпонентные соединения (например, PbS_xSe_{1-x}). Из этих материалов, обладающих собственной фотопроводимостью, изготовляют фоторезисторы с поликристаллическими фоточувствительными элементами, получаемыми на стеклянных или кварцевых подложках путем химического осаждения или термического испарения с последующим отжигом на воздухе.

Промышленные типы фоторезисторов для инфракрасной области, использующие собственную фотопроводимость, получают также из соединений антимонида и арсенида индия (InSb, InAs). Порог фотоэффекта фоторезистора из антимонида индия при комнатной температуре по сравнению с порогом фотоэффекта фоторезистора на основе соединений свинца при тех же условиях смещен в длинноволновую область излучения. Чувствительные элементы неохлаждаемых фоторезисто-

^{*} Химическое осаждение для изготовления пленочных фоторезисторов из CdS и CdSe не применяется.

ров из InSb имеют вид пластинок, вырезанных из монокристаллов. Большое внимание уделяется разработке фоторезисторов. чувствительных в области излучения 8-14 мкм. Эта область спектра ину фракрасного излучения слабо поглощается атмосферой и является так называемым большим окном прозрачности атмосферы. В последнее время для данной области излучения стали разрабатывать фоторезисторы на основе тройных соединений типа Cd_xHg_{1-x}Te и Sn_xPb_{1-x}Te, обладающие собственной фотопроводимостью. У тройных соединений область монохроматической чувствительности может изменяться в широких пределах в зависимости от количественного содержания отдельных компонентов. Такие материалы относят к полупроводникам с регулируемой шириной запрещенной зоны. Так, например, при изменении содержания Cd от 1 до 0,15 в соединении Cd_xHg_{1-x}Te ширина запрещенной зоны изменяется от 1,5 до 0,03 эВ, а длинноволновый порог собственной фотопроводимости — от 0,8 до 40 мкм. Фоторезистор, изготовленный из материала, содержащего 90% HgTe и 10 % CdTe, имеет $\lambda_0 \approx 13$ мкм. На основе этого материала выпускаются охлаждаемые фоторезисторы.

Фоторезисторы, обладающие примесной фотопроводимостью, широко используют в качестве приемников длинноволновой области инфракрасного излучения. Поскольку в примесных фоторезисторах применяется примесное поглощение материала, его собственная ширина запрещенной зоны не имеет значения. Для получения достаточно большого показателя примесного поглощения концентрация примеси должна быть очень высокой (10¹⁷—10¹⁸ см⁻³). Исходный материал должен обладать способностью легко растворять такое количество примесей.

В качестве исходного материала для изготовления примесных фоторезисторов наиболее распространен германий, так как технология его получения, очистки и легирования отличается большой простотой. Кроме германия используют кремний и сплавы германия с кремнием. В качестве примесей германия служат золото, золото и сурьма, цинк, цинк и сурьма, медь, кадмий, ртуть, бор. Для легирования сплава кремния с германием применяют золото, цинк, цинк и сурьму, а также другие сочетания примесей. Чувствительные элементы примесных фоторезисторов изготовляют в виде монокристаллических кубиков или параллелепипедов размером до нескольких миллиметров из-за небольшого показателя примесного поглощения. Примесные фоторезисторы для достижения необходимых параметров охлаждают до температуры не выше 77 К.

Устройство фоторезисторов очень простое. На поверхность фоточувствительного слоя или на подложку наносят электроды. Существуют конструкции фоторезисторов, у которых один электрод располагают под фоточувствительным слоем, а второй наносят в виде полупрозрачной металлической пленки на его поверхность. В этом случае направления электрического поля и излучения совпадают. Различные варианты расположения электродов у фоторезисторов показаны на рис. 6.17, a - c. В качестве электродов обычно применяют полоски золота, платины или другого антикоррозионного металла, которые вплавляют или наносят методом термического испарения. Поверхность полупроводникового фоточувствительного слоя, заключенную между электродами, называют рабочей площадкой, размеры которой составляют 0,45—120 мм². Фоточувствительный слой, имеющий определенную форму, расположение, геометрические размеры и предназ-



Рис. 6.17. Различные варианты расположения контактных электродов у фоторезисторов:

1 — металлические контакты; 2 — фоточувствительный слой; 3 — стеклянная подложка наченный для приема излучения, называется фоточувствительным элементом.

Параметры фоточувствительных элементов фоторезисторов не стабильны на открытом воздухе, особенно при наличии влаги. Для защиты от внешних воздействий поверхность фоточувствительного элемента покрывают слоем влагостойкого прозрачного в рабочей лака. области излучения.

Неохлаждаемые фоторезисторы выпускают в бескорпусном исполнении, а также в пластмассовом или металлическом герметизированном корпусе (рис. 6.18, *а* — *в*).

Охлаждаемые фоторезисторы по сравнению с неохлаждаемыми являются более сложными за счет наличия охлаждающих устройств. Основой конструкции охлаждаемых фоторезисторов является герметичный стеклянный или металлостеклянный сосуд с двойными стенками — криостат (рис. 6.19). В объеме между двойными стенками создается вакуум. Такая конструкция обеспечивает длительное сохранение охлаждающих материалов. Входное окно 2 выполнено из материала, прозрачного в рабочей области излучения. Фоточувствительный элемент *1* прикрепляется к донной вакуумной части внутреннего стакана сосуда. Полости сосуда 5, 6 заполняются хладоагентом или служат для размещения охлаждающего устройства. В наиболее про-



Рис. 6.18. Устройство фоторезисторов:

а — бескорпусного; б — в пластмассовом корпусе; в — в металлическом герметизированном корпусе (1 — защитный слой; 3 — фоточувствительный слой; 3 — контакты; 4 — выводы; 5 — изолированная подложка; 6 — стекло; 7 — корпус)

стом криостате для охлаждения используется твердая углекислота или жидкий азот (рис. 6.19, *a*). При достаточно хорошей теплопроводности стенок сосуда фоточувствительный элемент приобретает температуру, близкую к температуре хладоагента.

Для охлаждения фотоприемников до температуры ниже 77 К используют более сложные криостаты (рис. 6.19, б), в конструкции

которых вводят дополнительную рубашку, наполняемую жидким азотом. Внутреннюю полость такого криостата заливают жидким водородом или гелием. Таким образом можно обеспечить охлаждение фоточувствительного элемента до температуры 4,2 К.

Конструкции фоторезисторов, работающие за счет адиабатического расширения газа, предварительно сжатого до давления 150— 300 ат, являются более удобными в эксплуатации. Такие микрохолодильники охлаждают фоточувствительные элементы до температуры сжиженного газа. Кроме того, охлаждение фоточувствительных элементов фоторезистора можно осуществлять термоэлектрическим





1 — фоточувствительный слой; 2 — входное окно; 3 — вакуумный объем; 4 — вывод; 5 — жидкий азот; 6 — жидкий гелий

устройством, основанным на использовании эффекта Пельтье. Эти устройства, обладающие высокой надежностью и простотой, позволяют пока получать относительно небольшое снижение температуры. Термоэлектрические охладители используют в фоторезисторах, работающих в основном при температурах выше 200 К.

Для повышения обнаружительной способности в некоторых конструкциях фоторезисторов применяют линзы, находящиеся в оптическом контакте с фоточувствительным слоем. Такие устройства называют фотоприемниками с и м м е р с и о н н ы м элемент о м. С помощью иммерсионного оптического элемента можно уменьшить размер фоточувствительной площадки без изменения поля зрения прибора. Как показано на рис. 6.20, вследствие более высокого коэффициента преломления материала линзы по сравнению с воздушной средой лучи, ранее направленные к краям приемника (площадь S_0), преломляются линзой и фокусируются ближе к его центру (площадь $S_{имм}$). Снижение размера фотоприемника приводит к уменьшению шума, пропорционального корню квадратному из его площади.

С помощью иммерсионного оптического элемента можно решить и обратную задачу — увеличение поля зрения, а значит, и воспринимаемого потока излучения при сохранении первоначальных размеров фоточувствительного слоя.

Иммерсионные элементы применяют в охлаждаемых и неохлаждаемых фоторезисторах. Таблица 62

.

Пост. вре- мени по спа- ду фототока при Е=200 лк, мс	15 6 1
Пост, вре- фототока при растанию E==200 лк, мс	40 15 0,04
Допусти- мая рассе- иваемая мощность, Вт	0,01 0,00
Кратность изменения сопротив- ления	$\begin{array}{c} 2 \\ 1,5 \\ 1,2 \\ 1,2 \end{array}$
Темновое сопро- тивление, Ом	$\begin{array}{c} 1,5 \cdot 10^{\circ} \\ 3 \cdot 10^{\circ} \\ 2,2 \cdot 10^{4} - 10^{6} \end{array}$
Темновой ток, мкА	0.5
Удельная ин- тегральная то- ковая чувст- вительность, мкА/(лм · B)	4 . 105 6 . 105 500
Рабочее напря- жение, В	$15 \\ 15 \\ 2-100$
Длина волны, соот. ветствующая макси- мальной монохрома- тической чувствитель- ности, мкм	0,6 0,75 2,1
Размер фоточув- ствитель- ного слоя, мм	$\begin{array}{c} 0.3 \times 1.5 \\ 0.3 \times 1.5 \\ 4 \times 7.5 \end{array}$
Тип фото- резистора	СФ2-1 СФ3-1 ФСА-1а
Материал фоточув- ствительно- го слоя	CdS CdS PbS

Таблица 6.3

1	1
Постоянная вре- мени, мс	10: 2.10-4 10-4 2.10-5
Темновое сопроти- вление, Ом	105 105 7 . 105 2,5 . 105
Удельная обнару- жительная способо- ность (500K, 1060Гц, 1Гц), см.Гц ¹ /2.Вт ⁻¹	4.10° 6.10° 10°
Удельная обнаружи- тельная способность в максимуме монохрома- тической чувствитель- ности, см.Гц ^{1/3} .Вт ⁻¹	$\begin{array}{c}1.10^{10}\\2.10^{10}\\10^{10}\\2,5.10^{10}\end{array}$
Длина волны, соот- ветствующая макси- мальной монохромати- ческой чувствительно- сти, мкм.	5,0 36 36 36
Рабочая темпера- тура фоточувстви- тельного слоя, К	60 27 4,2 4,2
Примесь	Au Hg Sb Zn
Материал фото- чувствительно- го слоя	පීසමී

,

Фоторезисторы различаются не только материалом, но также формой и числом фоточувствительных элементов. Форма рабочей площадки фоточувствительного элемента может быть прямоугольной, круглой, кольцеобразной или более сложной конфигурации. В зависимо-

сти от числа фоточувствительных элементов фоторезисторы подразделяют на одноэлементные, двухэлементные и многоэлементные. Фоточувствительные элементы в многоэлементных фотоприемниках располагаются в виде одной или двух линеек, мозаики либо матрицы. Мозаичные структуры имеют электрические выводы от каждого фоточувствительного элемента. Многоэлементные матричные фоторезисторы имеют внутренние электрические связи между элементами, осуществляемые токоведущими шинами, что позволяет значительно уменьшить число выводов.

В заключение приведем некоторые параметры фоторезисторов с собственной (табл. 6.2) и примесной (табл. 6.3) фотопроводимостями.



Рис. 6.20. Прынцип действия иммерсионной линзы 2, находящейся в оптическом контакте с фоточувствительным слоем 1

ГЛАВА 7

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 7.1. Механизм образования фото-э.д.с. в полупроводниках с электронно-дырочным переходом и в структуре металл — полупроводник

Собственное поглощение излучения полупроводниками создает только избыточную неравновесную концентрацию свободных носителей заряда — электронов и дырок. Для возникновения фото- э. д. с. необходимо разделение в пространстве положительных и отрицательных носителей зарядов. Причинами разделения неравновесных носителей зарядов разных знаков для однородных до освещения полупроводников может служить, например, разница в подвижностях носителей заряда разного знака при неравномерном облучении полупроводника (см. § 3.1). Однако особенно эффективное разделение неравновесных носителей заряда имеется в неоднородных полупроводниках с электронно-дырочным переходом или в других типах переходов, возникающих, в частности, в полупроводниках, находящихся в контакте с металлом — поверхностно-барьерный переход (барьер Шоттки).

Электронно-дырочный переход образуется между двумя областями полупроводника, одна из которых имеет электропроводность *п*типа, а другая — *p*-типа. Электропроводность *n*-типа обусловлена ионизацией атомов донорной примеси, электропроводность *p*-типа ионизацией атомов акцепторной примеси. При комнатной температуре практически все атомы примесей оказываются ионизированными. Поэтому можно считать, что концентрация подвижных носителей заряда n_n и p_p равна концентрации атомов примесей. Дырки в *p*-области и электроны в *n*-области являются о с н о в н ы м и носителями заряда, а имеющиеся небольшие концентрации электронов в *p*-области и дырок в *n*-области — н е о с н о в н ы м и. Концентрация основных



Рис. 7.1. Пространственное распределение заряда (а) и энергетическая диаграмма *p*-*n*-перехода в равновесном состоянии (б)

носителей заряда может достигать 10¹⁵—10¹⁸ см⁻³, концентрация неосновных носителей заряда на несколько порядков ниже.

Значительная разность концентраций подвижных основных носителей заряда по обе стороны *р-п*-перехода вызывает лиффузию носителей — дырок из *р*-области в *n*-область электронов из *п*-области в *p*-область (1, 2 на рис. 7.1, б). Однако диффузия основных носителей заряда через *р-п*-переход ограничена, что связано с возникновением внутреннего электрического поля, тормозяшего диффузионное движение основных носителей заряда. Образование внутреннего (собственного, диффузионного) электрического поля объясняется наличием объемзаряда ионизированных ного атомов примесей, локализованных в узлах кристаллической решетки вблизи *p-n*-перехода. Вследствие ухода за счет диффузии дырок в *n*-область полупроводника в р-области вблизи границы раздела остаются отрица-

тельные ионы примеси, соответственно в *n*-области — положительные ионы примеси. Таким образом, образуется двойной слой зарядов (рис. 7.1, *a*). Наличие объемного заряда и электрического поля в области *p*-*n*-перехода приводит к изменению распределения потенциала в этой области — появлению потенциального барьера. Через потенциальный барьер диффундировать могут только те основные носители заряда, которые находятся на энергетических уровнях, расположенных выше потенциального барьера (1', 2' на рис. 7.1, *б*). Их концентрация n_{nn} и p_{pp} связана с высотой потенциального барьера eq_{μ} экспоненциальной зависимостью

 $= p_{p}e$

$$n_{nn} = n_n e^{-\frac{e\varphi_k}{kT}} \qquad \text{H} \qquad p_{pp}$$

где n_n и p_p — равновесные концентрации термически генерированных электронов и дырок.

Токи I_{nn} и I_{pp} , образованные движением основных носителей заряда за счет диффузии, называют диффузионными.

Для неосновных носителей заряда электрическое поле *p*-*n*-перехода является ускоряющим (3, 4 на рис. 7.1, 6). Движение носителей заряда за счет электрического поля называют д р е й ф о м. Поле *p*-*n*-перехода вызывает дрейф дырок из *n*-области в *p*-область (ток — I_{pn}) и электронов из *p*-области в *n*-область (ток — I_{np}). Дрейфовый ток, образованный неосновными носителями заряда, является о бр а т н ы м т о к о м I_0 *p*-*n*-перехода

$$I_0 = I_{pn} + I_{np}. \tag{7.1}$$

Если пренебречь тепловой генерацией носителей заряда внутри самой области перехода, то величина обратного тока I_0 будет определяться теми равновесными неосновными носителями заряда, которые термически генерируются в прилегающем к переходу слое полупроводника толщиной, равной их диффузионной длине. Так как любой неосновной носитель заряда, приблизившийся к *p-n*-переходу, увлекается полем и переносится через переход, дрейфовый ток неосновных носителей заряда является насыщенным при любой высоте потенциального барьера.

В условиях термодинамического равновесия ток через изолированный *p*-*n*-переход равен нулю, т. е. диффузионные токи I_{nn} и I_{pp} уравновешиваются соответствующими встречными дрейфовыми токами I_{np} и I_{pn} :

$$I_{nn} = I_{np}, \quad I_{pp} = I_{pn}, \quad (7.2)$$

и ток во внешней цепи отсутствует

 $I = I_{nn} + I_{pp} - I_{np} - I_{pn} = 0.$

Величина потенциального барьера соответствует контактной разности потенциалов еф_к (см. рис. 7.1, б) и при термодинамическом равновесии системы определяется выражением

$$e\varphi_{\mathbf{R}} = e\varphi_{\mathbf{T}P} - e\varphi_{\mathbf{T}n} = (\chi + E_g - E_{F\rho}) - (\chi + E_g - E_{Fn}) =$$
$$= E_{Fn} - E_{F\rho}, \qquad (7.3)$$

где $e\phi_{\mathbf{T}p}$ и $e\phi_{\mathbf{T}n}$ — термоэлектронные работы выхода полупроводника *p*- и *n*-типов; $E_{\mathbf{F}p}$ и $E_{\mathbf{F}n}$ — энергетические интервалы в объеме полупроводника *p*- и *n*-типов между вершинами валентных зон и уровнем Ферми.

При высокой степени легирования обеих частей *p*-*n*-перехода уровень Ферми в объеме полупроводника *p*-типа располагается вблизи вершины валентной зоны, поэтому $E_{Fp} = 0$; уровень Ферми в объеме полупроводника *n*-типа располагается у дна зоны проводимости, следовательно, $E_{Fn} \approx E_g$ и $e\varphi_{\kappa} \approx E_g$. Таким образом, в пределе высота потенциального барьера достигает величины, близкой к ширине запрещенной зоны полупроводника.

Если на структуру с *p*-*n*-переходом падают фотоны, имеющие энергию, бо́льшую ширины запрещенной зоны, то в результате поглощения фотонов в объеме полупроводника генерируются электронно-дырочные пары — неравновесные носители заряда (рис. 7.2). Бо́льшая часть неравновесных носителей заряда, генерировавшихся на расстоянии диффузионной длины *L* с обеих сторон от перехода, не успевает рекомбинировать и диффундирует к *p*-*n*-пере-



Рис. 7.2. Энергетическая диаграмма облученного *p*-*n*-перехода в режиме холостого хода

хода разделяет неравновесные носители заряда; при этом неосновные носители заряда проходят через область перехода, так как поле перехода является для них ускоряющим, а основные носители заряда остаются в области генерации, поскольку поле перехода является для них тормозящим. Перешедшие через неравновесные *p-п-*переход носители заряда создают добавочный ток І_Ф, направление которого совпадает с направлением обратного тока *p*-*n*-перехода в равновесном состоянии. В результате разделения *p-n*-переходом неравновесных носителей заряда в *n*-области накапливаются избыточные электроны,

а в р-области — избыточные дырки. Скопление избыточных носителей заряда приводит к тому, что *n*-область заряжается отрицательно, а р-область — положительно. Образующееся дополнительное электрическое поле направлено встречно существующему полю *p-n*-перехода. Происходит снижение высоты потенциального барьера на величину eU — случай, аналогичный присоединению перехода к источнику питания в прямом направлении. Равновесие токов нарушается. За счет снижения потенциального барьера до величины $e(\varphi_{\mu} - U)$ возрастает диффузионный ток основных носителей заряда. Стационарное состояние системы установится тогда, когда число электронно-дырочных пар, создаваемых излучением, сравняется с числом основных носителей заряда, уходящих через пониженный потенциальный барьер *p-n*-перехода. Величина U представляет собой фотоэ. д. с. — фотоэлектродвижущую силу, возникающую в полупроводнике на *p-n*-переходе под действием оптического излучения (ГОСТ 21934-76).

Если цепь идеального фотогальванического приемника с *p*-*n*-переходом разомкнута ($R_{\rm H} = \infty$, режим холостого хода), то все генерированные избыточные, разделенные *p*-*n*-переходом неравновесные носители заряда снижают потенциальный барьер на максимально возможную величину. При этом напряжение холостого хода равняется фото-э. д. с. Предельная величина фото-э. д. с. при болыших плотностях потока излучения не может превысить контактную разность потенциалов $\varphi_{\rm R}$ системы.

При коротком замыкании облученного идеального фотоприемника с p-n-переходом ($R_{\rm H} = 0$) разделенные переходом неравновесные но-

сители заряда будут циркулировать через короткозамкнутую цепь, создавая максимально возможное значение тока короткого замыкания $I_{\mathbf{k}}$. Поэтому скопления избыточных зарядов в *p*- и *n*-областях не возникает. Потенциальный барьер имеет ту же высоту, что и в равновесном состоянии (см. рис. 7.1, б).

Если цепь облученного идеального фотоприемника с *p*-*n*-переходом замкнуть на конечное сопротивление $R_{\rm H}$, то часть разделенных носителей заряда снизит потенциальный барьер на величину eU_R , а оставшаяся часть избыточных носителей заряда будет участвовать в образовании тока *I* во внешней цепи. Если принять направление фототока за отрицательное по аналогии с направлением обратного тока диода, то выражение для полного тока в цепи облученного фотоприемника будет иметь вид*

$$-|I| = I'_{nn} + I'_{pp} - I_{np} - I_{pn} - I_{\Phi} = \frac{U_R}{R_{\rm H}}, \qquad (7.4)$$

где U_R — напряжение на электродах фотоприемника, возникающее при облучении.

Так как токи I_{np} и I_{pn} неосновных носителей заряда являются насыщенными при любой высоте потенциального барьера, то при облучении значения их не отличаются от равновесных, т. е. сохраняется равенство (7.2).

Токи I'_{nn} и I'_{pp} основных носителей заряда (диффузионные токи) при облучении в результате снижения высоты потенциального барьера на величину eU_R увеличиваются по закону

$$I'_{nn} = I_{nn} e^{eU_R/kT} = I_{np} e^{eU_R/kT}, \qquad (7.5)$$

$$I'_{pp} = I_{pp} e^{e^{U}_{R}/kT} = I_{pn} e^{e^{U}_{R}/kT}.$$
(7.6)

После подстановки в (7.4) выражений (7.5), (7.6) и (7.1) имеем

$$I = I_{np} \left(e^{eU_R/kT} - 1 \right) + I_{pn} \left(e^{eU_R/kT} - 1 \right) - I_{\Phi}$$

и окончательно

$$I = I_0 \left(e^{e U_R / kT} - 1 \right) - I_{\Phi}.$$
 (7.7)

Решая уравнение (7.7) относительно U_R, получаем

$$U_R = \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{I_{\Phi} - I}{I_{\bullet}}\right). \tag{7.8}$$

Выражения (7.7) и (7.8) являются основными уравнениями идеального фотоприемника с *p-n*-переходом, пригодными для любого режима работы.

^{*} В дальнейшем знак перед модулем в уравнении (7. 4) опускается и минус учитывается только при преобразованиях.

В режиме короткого замыкания при малых потоках излучения следует считать $U_R = 0$. Подставляя эту величину в уравнение (7.7), получаем ток короткого замыкания во внешней цепи:

$$I_{\mu} = -I_{\Phi} \,. \tag{7.9}$$

Выражение (7.7) с учетом (7.9) приобретает вид

$$I = I_0 \left(e^{e U_R/kT} - 1 \right) - I_{\rm B}.$$
 (7.10)

Из соотношения (7.8) легко определить напряжение холостого хода U_x (фото- э. д. с.), полагая I = 0:

$$U_{\rm x} = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + I_{\Phi} / I_{\rm 0} \right). \tag{7.11}$$

Подставляя в выражение (7.11) численные значения постоянных для T = 300 K, имеем

$$U_{\rm x} = 0.025 \ln \left(1 + I_{\Phi} / I_{\rm 0} \right). \tag{7.12}$$

При большом уровне облучения, когда $I_{\Phi}/I_0 \gg 1$, выражение (7.12) приобретает вид

$$U_{\rm x} = 0,025 \ln (I_{\Phi} / I_{0}). \tag{7.13}$$

При малом уровне облучения, когда $I_{\Phi}/I_0 \ll 1$, используя разложение в ряд, находим

$$U_{\mathbf{x}} = 0.025 I_{\Phi} / I_{0}. \tag{7.14}$$

Если все проникающее в полупроводник монохроматическое излучение поглощается, то ток I_{Φ} определяется числом избыточных носителей заряда, генерированных излучением и дошедших до *p*-*n*-перехода:

$$I_{\Phi} = e \, \frac{\Phi \, (1-R)}{h_{\nu}} Y \beta = s_{\lambda} \Phi, \qquad (7.15)$$

где $\frac{\Phi(1-R)}{h_{\nu}}$ — число фотонов, поглощенных в объеме полупроводника в единицу времени; *Y* — квантовый выход внутреннего фотоэффекта; β — коэффициент собирания пар, доля нерекомбинировавших пар носителей заряда, подошедших к *p*-*n*-переходу, s_{λ} — коэффициент пропорциональности, характеризующий монохроматическую чувствительность фотоприемника.

С учетом (7.15) выражения (7.13) и (7.14) принимают вид

$$U_{\mathbf{x}} = 0.025 \; \frac{s_{\lambda} \Phi}{I_0} , \qquad (7.16)$$

$$U_{\mathbf{x}} = 0,025 \ln \frac{s_{\lambda} \Phi}{I_0}$$
 (7.17)

278

Таким образом, фото- э. д. с. при малых потоках излучения возрастает линейно с увеличением потока, при больших потоках излучения фото- э. д. с. изменяется по логарифмическому закону и возрастает до тех пор, пока не исчезнет потенциальный барьер. Высота потенциального барьера представляет собой максимально достижимое значение фото- э. д. с.

Фото- э. д. с., близкие к ширине запрещенной зоны, были получены на *p*-*n*-переходах в арсениде галлия, облученных когерентным монохроматическим потоком излучения плотностью 10³ Bt/см².

Фотогальванический эффект в металл - полупроводник. структуре Этот эффект наблюдается в случае, когда в приповерхностном слое полупроводника, находящемся в непосредственном контакте с металлом, образуется запирающий слой. Если металл обладает термоэлектронной работой выхода ефтм, большей работы выхода ефтя полупроводника п-типа, то в приконтактном слое полупроводника возникает положительный объемный заряд за счет ухода электронов из этого слоя в металл (рис. 7.3). В результате приконтактный слой обедняется основными носителями



Рис. 7.3. Энергетическая диаграмма перехода металл—полупроводник *n*-типа при *T*=0 К

заряда, сопротивление его превышает сопротивление объема полупроводника, у поверхности полупроводника образуется обедненный слой. Уровень Ферми в этом слое полупроводника опускается^{*}. Поскольку в равновесном состоянии уровни Ферми в полупроводнике и металле должны совпадать, в обедненном слое происходит искривление эңергетических зон и образуется потенциальный барьер, равный контактной разности потенциалов $e\phi_{\rm k}$, высота которого зависит от работы выхода поверхностей обоих материалов:

$$e \varphi_{\mathrm{m}} = e \varphi_{\mathrm{TM}} - e \varphi_{\mathrm{TH}}$$
.

Контактный потенциальный барьер, образующийся в поверхностном слое полупроводника при нанесении на него соответствующего металла, называется барьером Шоттки. Фотоприемники, в которых используются свойства барьера Шоттки, называют поверхностно-барьерными или фотоприемниками с барьером Шоттки.

Процессы, приводящие к фотогальваническому эффекту в структуре металл — полупроводник, в зависимости от энергии фотонов связаны с возбуждением неравновесных носителей заряда из различных

^{*} Вблизи поверхности полупроводника *n*-типа может образоваться обедненный слой, в котором концентрация дырок превышает концентрацию электронов. Такой слой называется инверсным, так как его электропроводность противоположна электропроводности объема полупроводника. Уровень Ферми в этом слое располагается ближе к вершине валентной зоны, чем к дну зоны проводимости.

областей структуры. При облучении структуры фотонами с энергией $hv_1 \ge e\varphi_{\rm MII}$, где $e\varphi_{\rm MII}$ — энергия, которую необходимо затратить для перевода электрона с уровня Ферми металла на дно зоны проводимости полупроводника в контакте, происходит оптическое возбуждение электронов металла (рис. 7.4, *a*, процесс *I*). Возбужденные электроны, двигаясь во всех направлениях, могут войти в полупроводник, который, таким образом, будет заряжаться отрицательно. На барьере возникает фото-э. д. с. Это явление аналогично внешнему фотоэффекту



Рис. 7.4. Возникновение фото-э.д.с. в структуре металл-полупроводник (а, б) и ее спектральная зависимость (в) (I — фотоэффект из металла; II — фотоэффект за счет межзонных переходов)

с той разницей, что в данном случае фотоэлектроны эмиттируются в полупроводник, а не в вакуум.

При облучении структуры фотонами с энергией $hv_2 > E_g$ генерируются электронно-дырочные пары (рис. 7.4, *a*, процесс *II*). Генерация электронно-дырочных пар происходит на различном расстоянии от поверхности в зависимости от показателя поглощения. Электронно-дырочные пары, возбужденные в пределах барьера Шоттки и на расстоянии диффузионной длины от него, разделяются контактным полем и создают фото- э. д. с. *U* между металлическим слоем и объемом полупроводника (рис. 7.4, *б*).

Типичная зависимость фото- э. д. с. от энергии фотона для полупроводника с прямыми переходами показана на рис. 7.4, в. Из рисунка видно, что вклад в фото- э. д. с., связанный с фотоэффектом из металла в полупроводник, примерно на два порядка меньше вклада, обусловленного генерацией электронно-дырочных пар. При больших энергиях фотонов, когда электронно-дырочные пары генерируются очень близко к границе раздела (структура освещается со стороны металла), фото- э. д. с. уменьшается за счет влияния поверхностной рекомбинации.

Аномальный фотогальванический эффект. Установлено, что у пленок многих полупроводниковых материалов, изготовленных по специальной технологии, наблюдается фотогальванический (фотовольтаический) эффект, характеризуемый высоким напряжением, величина которого может во много раз превышать ширину запрещенной зоны. Фото- э. д. с., как правило, возрастает с охлаждением пленки. При охлаждении сложных полупроводниковых пленок жидким азотом были получены фото- э. д. с., достигающие 6000 В. Спектральная характеристика монохроматической чувствительности аномального фотогальванического эффекта захватывает область энергий, меньших энергии ширины запрещенной зоны монокристаллического полупроводника. Это явление объясняется неупорядоченностью системы полупроводника, в которой имеются сильные локальные нарушения зонной структуры. К полупроводникам с аномальным фотогальваническим эффектом относятся Ge, Si, CdTe, HgTe, PbS, некоторые соединения элементов группы $A^{111}B^{V}$, например GaAs, InP и др.

Для объяснения аномального фотогальванического эффекта используют модели, основанные на представлении о сложении большого числа малых фотонапряжений, генерируемых цепочкой микрофотоэлементов. Пленки рассматривают как фотобатареи, состоящие из большого числа микрофотоэлементов (около 10⁵), которые создаются одновременно в процессе сложных условий напыления полупроводникового материала на подложку. Для одних материалов (например, CdTe) полагают, что микрофотоэлементами являются микро-*p*-*n*переходы или эффекты на границах зерен, для других (Si, Ge) — микроучастки с фотодиффузионным (демберовским) фотоэффектом. Скорее всего, аномальный фотогальванический эффект возникает в результате комбинации многих еще не выясненных до конца факторов.

§ 7.2. Фоточувствительность фотогальванических приемников и ее спектральное распределение

Выражение для монохроматической токовой чувствительности на основании (7.15) можно записать в виде

$$s_{\lambda} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi} = \frac{e(1-R)}{hc} Y\beta\lambda = \frac{(1-R)Y\beta\lambda}{1,24}$$
(7.18)

Для идеального фотоприемника, полагая R = 0, Y = 1 и $\beta = 1$, получаем монохроматическую токовую чувствительность в A/BT

$$s_{\lambda} = \lambda/1, 24, \tag{7.19}$$

если λ выражена в мкм.

Формула (7.19) определяет максимально возможную чувствительность идеального фотоприемника независимо от материала при энергии фотона, большей ширины запрещенной зоны.

В реальных приборах существенное влияние на чувствительность оказывают потери, связанные с отражением потока излучения и рекомбинацией неравновесных носителей заряда. Рекомбинационные потери учитываются коэффициентом собирания пар β , который зависит от структуры полупроводника, толщин *p*-и *n*-областей и распределения концентрации примесей в них, а также диффузионных длин неосновных носителей заряда. Коэффициент собирания пар является также функцией длины волны излучения и зависит от направленности падающего потока излучения по отношению к плоскости *p*-*n*-перехода. Для потока, падающего параллельно плоскости *p*-*n*-

перехода, зависимость $\beta(\lambda)$ выражена меньше, чем для перпендикулярно падающего потока. При перпендикулярном падении излучения на плоскость *p*-*n*-перехода существенно, в какой области происходит поглощение излучения — в передней облучаемой области — базе, в слое объемного заряда, либо в задней области — коллекторе (рис. 7.5). Если фотоприемник имеет структуру с однородным распределением концентрации примеси в *p*- и в *n*-областях, то генерируемые излучением носители заряда движутся только под влиянием диффузии. Поэтому для такого типа фотоприемника считают, что полем



Рис. 7.5. Структура фотогальванического приемника с *p*-*n*-переходом



Рис. 7.6. Спектральная зависимость коэффициента собирания пар для фотоприемника с *p*-*n*-переходом, облученного перпендикулярно плоскости перехода

λ

p-n-перехода разделяется только та часть носителей заряда, которая генерируется в *p*- и *n*-областях на расстояниях от перехода, равных или меньших их диффузионной длины. Так как глубина проникновения излучения зависит от длины волны, то и область эффективного зарождения неравновесных носителей заряда будет также изменяться с длиной волны, что повлияет на коэффициент собирания пар β. Характер экспериментальной спектральной зависимости 🖇 представлен на рис. 7 6. Спад в длинноволновой области спектра обусловлен уменьшением поглощения излучения в тонком базовом слое и в активной части коллекторной области (на расстоянии L_в от *p-n*-перехода), т. е. происходит генерация пар вдали от *p-n*-перехода, где вероятность их разделения мала. Спад в коротковолновой области спектра связан с возрастающим влиянием поверхностной рекомбинации и вызван уменьшением потока излучения, достигающего коллектора. Относительное расположение и величина максимума зависят от соотношения между геометрическими толщинами р- и п- областей и диффузионными длинами неосновных носителей зарядов в этих областях.

Коэффициент собирания пар может достигать достаточно высоких значений: 0,5—0,9 при $a(w + w_i + L_{\rm R}) < 1$. Для коротковолновой области спектра излучения высокие коэффициенты собирания пар получить трудно ввиду сложности изготовления мелких переходов и больших потерь в результате поверхностной и объемной рекомбинации.

В соответствии с выражением (7.15) большинство фотогальванических приемников в фотогальваническом и фотодиодном режимах обладают одинаковой токовой чувствительностью. Различие токовых чувствительностей может наблюдаться у тех типов фотоприемников, у которых коэффициент собирания пар β увеличивается за счет присоединения их к источнику напряжения в запирающем направлении. В этом случае токовая чувствительность фотоприемников в фотодиодном режиме несколько больше, чем в фотогальваническом.

Поскольку квантовый выход внутреннего фотоэффекта в рабочей области длин волн близок к единице, при достаточно высоком коэффициенте разделения пар токовая чувствительность фотогальванических приемников излучения выше чувствительности вакуумных фотоэлементов с внешним фотоэффектом и достигает 20 мА/лм.

Спектральное распределение монохроматической чувствительности фотогальванических приемников излучения подобно спектральной зависимости собственной фотопроводимости (см. кривую 3 на рис. 6.6). Вид спектральной характеристики реального фотоприемника определяется в основном зависимостями показателя собственного поглощения излучения и коэффициента собирания пар от длины волны. В деталях спектральные характеристики фотогальванических приемников из одного и того же материала могут различаться, поскольку они зависят от конструкции прибора, толщины наружного полупроводникового слоя, состояния поверхности, температуры, а также режима работы фотоприемника. Некоторое изменение величины и сдвиг максимума спектральной характеристики монохроматической чувствительности можно осуществить, переходя от фотогальванического режима работы к фотодиодному. У фотоприемников с относительно малыми диффузионными длинами неосновных носителей зарядов в исходном материале (L < 60 мкм у фотоприемников на основе кремния) при напряжении, приложенном в запирающем направлении, увеличивается ширина области объемного заряда и, следовательно, общая протяженность области, в которой происходит собирание носителей заряда без потерь. Поэтому наблюдается увеличение длинноволновой чувствительности фотоприемника, работающего в фотодиодном режиме (рис. 7.7). В коротковолновой области излучения разница монохроматических чувствительностей постепенно исчезает, так как генерация носителей заряда происходит в основном в тонком приповерхностном слое фотоприемника.

Зависимость спектральных характеристик монохроматической чувствительности от температуры обусловлена изменениями ширины запрещенной зоны полупроводника, показателя поглощения излучения и соответственно глубины проникновения излучения, коэффициента собирания пар. С понижением температуры показатель поглощения излучения уменьшается, что увеличивает глубину проникновения фотонов в полупроводник. С повышением температуры глубина проникновения излучения уменьшается.

Влияние температуры на спектральные характеристики монохроматической чувствительности кремниевого фотоприемника показано на рис. 7.8. В коротковолновой области спектра изменение чувствительности с температурой незначительно. Некоторое уменьшение чувствительности с повышением температуры в этой области обусловлено увеличением поглощения излучения вблизи поверхности и возрастающей ролью поверхностной рекомбинации. Длинноволновое излучение при низких температурах проникает глубже в полупроводник. При этом генерируемые излучением электроны и дырки рекомбинируют, не успевая дойти до *p-n*-перехода, в результате чего



Рис. 7.7. Спектральные характеристики монохроматической чувствительности кремниевого фотоприемника для двух режимов работы



Рис. 7.8. Спектральные характеристики монохроматической чувствительности кремниевого фотоприемника для двух значений температуры

чувствительность уменьшается. С повышением температуры чувствительность в длинноволновой области спектра увеличивается, так как возрастает число фотонов, поглощаемых вблизи *p*-*n*-перехода. С повышением температуры спектральная характеристика смещается в длинноволновую область, так как ширина запрещенной зоны уменьшается и создаются условия образования электронно-дырочных пар фотонами с меньшей энергией.

§ 7.3. Основные характеристики и параметры фотогальванических приемников для двух режимов работы

Вольт-амперные характеристики. Аналитическое выражение вольтамперной характеристики идеальных фотогальванических приемников с *p-n*-переходом при воздействии облучения представлено уравнениями (7.7) и (7.8).

Фотодиодный режим. Если на облученный фотогальванический приемник подать напряжение U, смещающее переход в прямом направлении, то фототок I_{Φ} во внешней цепи становится быстро неразличимым на фоне большого прямого диффузионного тока основных носителей заряда. Выражение (7.7) в этом случае приобретает вид

$$I = I_0 \left(e^{\frac{e(R_{\rm H}I+U)}{kT}} - 1 \right) - I_{\Phi} \approx I_0 e^{\frac{eU}{kT}}.$$

Величина тока практически определяется внешним напряжением (рис. 7.9, квадрант *I*).

Если к фотогальваническому приемнику приложить внешнее напряжение — U в запирающем направлении, то внутреннее поле *p*-*n*перехода увеличится и резко возрастет потенциальный барьер для основных носителей заряда. Ток через переход будет определяться неосновными носителями заряда и при $|U| \gg R_{\rm H}I$, $|U| \gg \frac{kT}{e}$ выражение (7.7) преобразуется к виду

$$I = I_0 \left(e^{\frac{e(R_H I - U)}{kT}} - 1 \right) - I_{\Phi} \approx -I_0 - I_{\Phi} = -I_0 - s_I \Phi.$$
(7.20)

Выражение (7.20) является уравнением семейства вольт-амперных характеристик фотогальванического приемника в фотодиодном режиме. Первое слагаемое уравнения определяет характеристику необлученного фотодиода, т. е. характеристику темнового тока /о, второе слагаемое — фототок І. носителей заряда, генерированных излучением. Направление фототока совпадает с темновым током. Токи / о и / о являются токами насыщения, так как они определяются термически и оптически генерированными неосновными носителями заряда, для которых потенциальный барьер отсутствует. Вольт-амперные характеоблученного и необлученного ристики фотоприемников в фотодиодном режиме представлены на рис. 7.9 (квадрант III).



Рис. 7.9. Вольт-амперные характеристики облученного и необлученного фотоприемников в фотодиодном и фотогальваническом режимах

При изменении потока излучения характеристики смещаются параллельно оси абсцисс на величину, пропорциональную потоку излучения. Наблюдаемый небольшой рост тока при увеличении напряжения связан с некоторым расширением области *p-n*-перехода и соответствующим уменьшением толщины базы. Поэтому создаются более благоприятные условия собирания пар носителей заряда. Кроме того, незначительное изменение наклона вольт-амперных характеристик может быть объяснено изменением внутреннего сопротивления фотоприемника из-за нагрева его протекающим током. Лишь в области больших напряжений наблюдается значительное увеличение тока, связанное с размножением носителей заряда в *p-n*-переходе за счет ударной ионизации (лавинный пробой).

Фотогальванический режим. Этому режиму соответствуют вольт-амперные характеристики, изображенные в квадранте IV на рис. 7.9. В этом режиме фотоприемник ведет себя как источник тока, а внешняя цепь — как нагрузка $R_{\rm H}$. Точки *а* и *с* характеристики соответствуют разным сопротивлениям нагрузки $R_{\rm H}$. Точка *d*, лежащая на оси напряжения, соответствует разомкнутой внешней цепи ($R_{\rm H} = \infty$) и определяет напряжение холостого хода $U_{\rm x}$. Точка

b, лежащая на оси токов ($R_{\rm H} = 0$), соответствует току короткого замыкания $I_{\rm R}$. Нагрузочные прямые, проведенные из начала координат под углом, определяемым сопротивлением нагрузки $R_{\rm H}$, пересекают характеристику в точках, абсциссы которых соответствуют падению напряжения $U_{\rm R}$ на нагрузке $R_{\rm H}$, а ординаты — току I во внешней цепи. При изменении потока излучения значение тока короткого замыкания увеличивается пропорционально потоку излучения (7.9) при не слишком больших его значениях, а напряжение холостого хода — по логарифмическому закону (7.11).

Энергетические характеристики. Во внешней цепи короткозамкнутого фотоприемника, работающего в фотодиодном режиме, фототок пропорционален концентрации неосновных неравновесных носителей заряда, возникающих при облучении, т. е. потоку излучения (7.20). Действительно, при правильно сконструированном фотоприемнике все неосновные генерированные излучением носители заряда успевают за время их жизни уйти через *p-n*-переход во внешнюю цепь. Энергетические характеристики фотоприемников в фотодиодном режиме линейны в широких пределах изменения потока излучения. Их угол наклона, характеризующий токовую чувствительность, так же как и ток вольт-амперных характеристик, незначительно увеличивается при повышении напряжений (кривые 1, 2 на рис. 7.10). Линейность и угол наклона энергетической характеристики сохраняются и при работе с нагрузкой, так как вольт-амперные характеристики имеют обширную область насыщения и наличие резистора не изменяет величину фототока в цепи фотоприемника (см. рис. 7.9, квадрант III). Линейность энергетических характеристик является существенным преимуществом фотоприемников в фотодиодном режиме. В фотогальваническом режиме такая закономерность отсутствует.

Ток короткого замыкания у фотоприемника, работающего в фотогальваническом режиме, линейно зависит от потока излучения только на начальном участке характеристики. При больших потоках излучения линейность нарушается (кривая 3 на рис. 7.10). Это объясняется влиянием изменяющегося под действием облучения сопротивления запирающего слоя *p*-*n*-перехода на величину тока короткого замыкания. В общем случае для нахождения аналитической зависи-



Рис. 7.10. Энергетические характеристики фотоприемника (I, 2, — фотодиодный режим, $|U_2| > |U_1|$; 3 — фотогальванический режим)



Рис. 7.11. Упрощенная эквивалентная схема фотоприемника в фотогальваническом режиме

мости тока во внешней цепи от потока излучения следует рассмотреть упрощенную эквивалентную схему реального фотоприемника в фотогальваническом режиме (рис. 7.11). Фотоприемник представлен генератором тока Γ . Генерируемый им ток I_{Φ} пропорционален потоку излучения $I_{\Phi} = s_I \Phi$ и разветвляется на два тока:

$$I_{\Phi} = s_{I} \Phi = I + I_{1}. \tag{7.21}$$

Ток / проходит через сопротивление внешней цепи $R_{\rm H}$ и последовательно включенное с ним сопротивление фотоприемника $r_{\rm S}$ (сопротивление слоев полупроводника, расположенных по обе стороны перехода, металлических электродов и контактов). Ток / 1 (ток утечки запирающего слоя) проходит через сопротивление запирающего слоя $r_{\rm a-c}$. Тогда

$$I = \frac{U}{R_{\rm H} + r_{\rm S}} \,\,{\rm H} \,\, I_{\rm 1} = \frac{U}{r_{\rm a.c}}, \qquad (7.22)$$

следовательно,

$$\frac{l_1}{l} = \frac{R_{\rm H} + r_{\rm S}}{r_{\rm a.c}}$$
(7.23)

Используя выражения (7.21) и (7.23), можно определить ток во внешней цепи:

$$I = \frac{l_{\Phi}}{1 + \frac{R_{\rm H} + r_S}{r_{\rm a.c}}} = \frac{s_I \Phi}{1 + \frac{R_{\rm H} + r_S}{r_{\rm a.c}}}$$
(7.24)

При коротком замыкании ($R_{\rm H} = 0$) выражение (7.24) приобретает вид

$$I_{\rm B} = \frac{s_f \Phi}{1 + \frac{r_S}{r_{\rm a.c}}}$$
(7.25)

Сопротивление *p*-*n*-перехода зависит от потока излучения, уменьшаясь при его увеличении. При малых потоках излучения $r_{a.c} \gg r_S$, следовательно,

$$I_{\rm B} \approx I_{\Phi} \approx s_I \Phi,$$
 (7.26)

т. е. ток короткого замыкания линейно зависит от потока излучения. С увеличением потока излучения сопротивление $r_{a.c}$ уменьшается, зависимость $I_{\kappa}(\Phi)$ определяется выражением (7.25) и линейность ее нарушается. При работе фотоприемника с нагрузкой $R_{\rm H}$ наблюдается более значительное отклонение энергетических характеристик от линейности [см. выражение (7.24)], причем тем более заметное, чем больше величина нагрузки (рис. 7.12,



Рис. 7.12. Энергетические карактеристики $I(\Phi)$, $U_x(\Phi)$ и $r_{3.c}(\Phi)$ фотоприемника в фотогальваническом режиме кривые I_{R_1} , I_{R_2}). На этом же рисунке показана зависимость фотоэ.д.с. U_x фотоприемника от потока излучения, характер которой описывается выражениями (7.16) и (7.17).

Аналитическая зависимость сопротивления запирающего слоя фотоприемника от потока излучения при небольших его значениях определяется отношением U_x/I_x :

$$r_{s.c} = \frac{U_x}{I_R} = \frac{kT}{es_I \Phi} \ln\left(1 + \frac{s_I \Phi}{I_0}\right). \tag{7.27}$$

Режимы короткого замыкания и холостого хода осуществляют с помощью специальных компенсационных схем.

Из выражения (7.27) следует, что сопротивление $r_{3.c}$ уменьшается при увеличении потока излучения (см. рис. 7.12). Сопротивление запирающего слоя связано также с величиной обратного тока I_0 через переход. Чем больше I_0 , тем меньше $r_{3.c}$. Обратный ток через переход зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника и температуры. Чем меньше ширина запрещенной зоны полупроводника и выше его температура, тем ниже сопротивление запирающего слоя. Для увеличения $r_{3.c}$ надо либо использовать полупроводники с большой шириной запрещенной зоны, либо охлаждать фотоприемник.

Инерционность. Фотогальванические приемники являются быстродействующими фотоприемниками, инерционность которых в отличие от фоторезисторов не зависит от потока излучения, но изменяется в зависимости от режима работы. Фотогальванический режим работы фотоприемника оказывается более инерционным по сравнению с фотодиодным.

Инерционность фотогальванических приемников характеризуется процессами, обусловленными в основном временем жизни т неосновных неравновесных носителей заряда, временем их пролета t от места генерации до разделения и постоянной времени цепи RC, определяемой собственными параметрами фотоприемника и нагрузки. Роль каждого из этих параметров зависит от конструкции фотоприемника и режима его работы. Инерционность фотоприемника определяется наибольшим временным параметром. Если значения т, t и RC сравнимы, то постоянная времени фотоприемника является сложной функцией этих величин.

Как правило, постоянная времени RC, зависящая от внешней цепи, мала́. Это обеспечивается параметрами рабочей схемы фотоприемника. Собственная постоянная времени, не зависящая от внешней цепи и определяемая только свойствами фотоприемника, равна R_6C , где R_6 — сопротивление базы и контактов; C — емкость перехода. В реальных фотоприемниках с небольшой площадью перехода величина R_6C может составлять 10^{-9} с, поэтому она не играет существенной роли в определении инерционности.

В фотодиодном режиме инерционность фотогальванических приемников определяется в основном временем пролета неосновных неравновесных носителей заряда от места генерации до разделения. Действительно, для фотоприемников с равномерным распределением примеси в базе при ее толщине $w = 1/\alpha$, меньшей диффузионной
длины L неосновных носителей заряда, рекомбинационными процессами можно пренебречь. В этом случае инерционные свойства ограничиваются временем диффузии t_{α} неравновесных носителей заряда от зоны их генерации до p-n-перехода:

$$t_{\mu} \approx \frac{w^2}{2D} = \frac{w^2 e}{2kT\mu}, \qquad (7.28)$$

где D — коэффициент диффузии носителей заряда.

Из приведенного выражения видно, что, уменьшая толщину базы w, можно существенно сократить время диффузии t_{π} . Так, при $w \approx \approx 10$ мкм удалось получить фотодиоды с постоянной времени 10^{-8} с без снижения чувствительности.

Если основная доля излучения поглощается в обедненном высокоомном слое, то инерционность фотоприемника ограничивается временем дрейфа T (6.14) неравновесных носителей заряда через обедненный слой *p*-*n*-перехода:

$$T = \frac{w_i}{v_{\rm cp.\, \pi p}} = \frac{w_l}{\mu E} = \frac{w_l^2}{\mu (\varphi_{\rm H} + U_0)} = \frac{w_l^2}{\mu U}.$$
 (7.29)

Здесь w_i — толщина области объемного заряда; U — напряжение *p*-*n*-перехода, равное сумме внешнего напряжения U_0 , приложенного к *p*-*n*-переходу в запирающем направлении, и контактной разности потенциалов φ_k , определяющей поле *p*-*n*-перехода в отсутствие внешнего напряжения.

Инерционность фотоприемников в фотогальваническом режиме при коротком замыкании также определяется временем пролета неосновных неравновесных носителей заряда от места генерации до разделения, так как с прекращением облучения ток спадает в результате перетекания носителей заряда во внешней цепи, а не в результате их рекомбинации. Тем не менее инерционные свойства фотоприемников в фотодиодном режиме несколько лучше, чем в фотогальваническом при коротком замыкании, поскольку при подаче напряжения в запирающем направлении уменьшается время диффузии за счет уменьшения толщины базы и время дрейфа.

В фотогальваническом режиме при разомкнутой цепи (холостой ход) инерционность определяется временем жизни т неравновесных носителей заряда, существенно бо́льшим $t_{\rm A}$. В момент прекращения излучения концентрация неравновесных носителей заряда начинает уменьшаться вследствие рекомбинации. Напряжение на зажимах фотоприемника не снижается до нуля до тех пор, пока все неравновесные носители заряда не рекомбинируют.

Таким образом, фотоприемники в фотодиодном режиме обладают лучшими частотными характеристиками, чем фотоприемники в фотогальваническом режиме (рис. 7.13). В фотогальваническом режиме граничные частоты кремниевых фотоприемников составляют 1—2 МГц, в фотодиодном — свыше 50 МГц при запирающем напряжении 100 В.

Вольтовая чувствительность. Если токовые чувствительности фотоприемников в фотогальваническом и фотодиодном режимах одина-

ковы или незначительно отличаются друг от друга, то вольтовая чувствительность фотоприемников в фотодиодном режиме намного больше, чем в фотогальваническом. Величина фототока фотоприемника в фотодиодном режиме практически не изменяется при включении высокоомной нагрузки (см. рис. 7.9, квадрант*III*). Следовательно, сигнал, снимаемый с нагрузочного резистора, может достигать большой величины, близкой к значению приложенного напряжения.



Рис. 7.13. Частотные характеристики кремниевого фотоприемника для фотогальванического и, двух фотодиодных режимов

Внутреннее дифференциальное сопротивление фотоприемника в фотодиодном режиме, определяемое по наклону вольт-амперной характеристики, велико (10^6 — 10^7 Ом). Поэтому его вольтовая чувствительность может быть выражена таким же соотношением, как для вакуумных фотоприемников: $s_U \approx R_{\rm H} s_I$

Сопротивление нагрузки в фотодиодном режиме ограничивается постоянной времени цепи. В большинстве случаев $R_{\rm H} = 10^4 \div 10^5$ Ом.

В фотогальваническом режиме максимальным фототоком во внешней

цепи является ток короткого замыкания. Построение нагрузочной прямой на вольт-амперных характеристиках фотоприемника в фотогальваническом режиме (см. рис. 7.9, квадрант IV) показывает, что при наличии в цепи фотоприемника резистора, даже с небольшим сопротивлением, фототок заметно снижается. Сигнал, снимаемый с нагрузки, не может превышать напряжения холостого хода, т. е. фото-э. д. с., значение которой ограничивается шириной запрещенной зоны полупроводника.

Аналитическое выражение для статической интегральной вольтовой чувствительности фотоприемника в фотогальваническом режиме с учетом формулы (7.24) можно представить в виде

$$s_{U} = \frac{R_{\mathrm{H}}I}{\Phi} = \frac{R_{\mathrm{H}}s_{I}}{1 + \frac{R_{\mathrm{H}} + r_{\mathrm{S}}}{r_{\mathrm{S}}c}}$$

При малых потоках излучения, когда $r_S \ll r_{s.c.}$, и при нагрузке $R_{\mu} > r_{a.c.}$ можно получить более простое приближенное выражение:

$$s_U \ll r_{B,c} s_I$$
.

Вследствие малости сопротивления запирающего слоя фотоприемника в фотогальваническом режиме вольтовая чувствительность его мала и уменьшается при увеличении потока излучения в основном за счет снижения сопротивления запирающего слоя Для увеличения вольтовой чувствительности следует охладить фотоприемник. При этом сопротивление запирающего слоя возрастает, что позволяет увеличить нагрузку при сохранении неравенства $R_{\rm H} > r_{\rm a-c}$. Шумы и пороговый поток. Пороговый поток фотоприемника с *p*-*n*-переходом зависит от уровня собственных шумов, к которым относятся тепловой, шум дробового эффекта фотоносителей и токовый шум. Каждая составляющая шума зависит от конструкции и технологии изготовления фотоприемников. Тепловой шум фотоприемников с *p*-*n*-переходом рассматривают применительно к сопротивлению базы, являющемуся основным сопротивлением фотоприемника. Величина шума зависит от режима работы фотоприемника с *p*-*n*-переходом. Меньший шум в фотогальваническом режиме по сравнению с фотодиодным режимом обусловлен в основном тем, что в этом режиме в сигнале отсутствует темновой ток, в то время как в фотодиодном режиме этот ток имеет заметную величину и шумы чаще всего определяются его флуктуациями.

Собственные шумы фотоприемников в фотогальваническом режиме настолько малы, что пороговый поток ограничивается шумами усилителя или радиационными шумами фонового излучения. Так, например, минимальная мощность монохроматического излучения ($\lambda = 5.3$ мкм), обнаруживаемая фотоприемником на основе InSb, работающим в фотогальваническом режиме и охлажденным до температуры 77 К, составляет 2 $\cdot 10^{-12}$ Вт.

Таким образом, рассмотренные характеристики и параметры фотогальванических приемников для двух режимов работы существенно различаются между собой. Выбор фотоприемника и режима его работы определяется суммой требований, предъявляемых к нему в зависимости от конкретной области применения.

§ 7.4. Разновидности фотогальванических приемников

Фотогальванические приемники излучения используют для преобразования оптического излучения в электрические сигналы и энергии солнечного излучения непосредственно в электрическую. Последнее направление бурно развивается в связи с перспективностью прямого преобразования солнечной энергии.

Фотогальванические приемники, предназначенные для непосредственного преобразования солнечной энергии, называют солнечными фотоэлементами или солнечными фотопреобразователями. Совокупность электрически соединенных солнечных фотоэлементов составляет солнечные фотобатареи, применяемые в качестве источников электроэнергии в космических и наземных установках. Солнечные фотоэлементы и фотобатареи, являясь источником фото-э. д. с., работают только в фотогальваническом режиме.

Высоковольтные фотопреобразователи, генерирующие аномально большие фотонапряжения в диапазоне инфракрасного излучения вплоть до 2,2 мкм, также преобразуют энергию излучения непосредственно в электрическую и отличаются от солнечных фотоэлементов и других фотогальванических приемников методом изготовления, конструкцией, характеристиками и параметрами.

Приемники излучения, предназначенные для преобразования оп-

тического излучения в электрические сигналы, составляют обширный класс приборов, разнообразных по конструкциям, параметрам, используемым фоточувствительным материалам, режимам работы и областям применения. Широкое распространение получили фотогальванические приемники излучения, имеющие структуру полупроводникового диода или диода с барьером Шоттки и работающие, как правило, в фотодиодном режиме. Основными разновидностями таких фотоприемников являются:

1) низкочастотные фотодиоды общего назначения без усиления;

2) высокочастотные фотодиоды — дрейфовые и фотодиоды *p-i-n*-типа, поверхностно-барьерные фотодиоды, гетерофотодиоды;

3) фотоприемники с внутренним усилением — лавинные фотодиоды с *p*-*n*-переходом и барьером Шоттки, фототранзисторы, полевые фототранзисторы, фототиристоры и др.

К этим группам фотоприемников относятся также фотогальванические приемники излучения, имеющие структуру фотодиода, но работающие в фотогальваническом режиме. Такие фотоприемники, называемые фотогальваническими элементами или фотоэлементами, изготовляют из монокристаллических полупроводников с небольшой рабочей площадью. Наиболее распространенными материалами для изготовления фотогальванических элементов являются кремний, германий и ряд соединений элементов групп А^{III}B^V (GaAs, InAs), А^{II}B^{VI}(CdTe) и А^{IV}B^{VI}(PbS). Эти фотогальванические элементы обладают высокой обнаружительной способностью и применяются для регистрации предельно малых потоков излучения. Так, например, удельная обнаружительная способность кремниевых фотогальванических элементов в максимуме монохроматической чувствительности может достигать величины D^{*} (λ_{max} , 10³ Гц. 1 Гц) $\approx 10^{13}$ Вт⁻¹ · см · Гц^{1/2}.

Фотогальванические приемники для фотометрии. Фотогальванические пленочные приемники излучения с большой поверхностью, используемые только в фотогальваническом режиме и предназначенные для фотометрии, по принципу действия не отличаются от солнечных фотоэлементов. Однако их не применяют в качестве солнечных преобразователей из-за низкого к. п. д. (1—2%). Одна из причин такого низкого к. п. д. — малая диффузионная длина в поликристаллических пленках.

Основными типами фотогальванических фотометрических приемников излучения являются селеновые и сернистосеребряные фотоэлементы. Устройство селенового фотоэлемента схематически пока-



Рис. 7.14. Устройство селенового фотоэлемента

зано на рис. 7.14. На массивную металлическую пластинку 5 толщиной 1—2 мм и площадью в несколько квадратных сантиметров методом термического испарения в вакууме наносят слой селена *1*. Заготовку с аморфным слоем селена прогревают при $T = 210^{\circ}$ С, близкой к температуре плавления селена, при этом происходит его кристаллизация. Полученный поликристаллический слой селена имеет дырочную электропроводность, обусловленную присутствием кислорода или хлора. На слой селена затем напыляют тонкую пленку кадмия, галлия или индия 2. При последующей термической обработке на поверхности слоя селена образуется тонкий слой (≈ 50 мкм) селенистого соединения 3 напыленного металла, обладающего электронной электропроводностью. На границе селена *р*-типа и селенида *п*-типа возникает гетеропереход 4. Тонкий на-

ружный слой металла полупрозрачен и служит вторым электродом, с которым соединяется кольцеобразный металлический контакт 6. Селеновые фотоэлементы с гетеропереходом наиболее эффективны. Основной максимум спектральной характеристики монохроматичувствительности ческой селенового фотоэлемента определяется шириной запрещенной зоны селена и соответствует $\lambda_{max} = 0.56$ мкм (рис. 7.15). Наблюдаемый небольшой второй максимум связан с оптическим поглощением в селенистом соединении. Спектральная характеристика селеновых фотоэлемен-



Рис. 7.15. Спектральные характеристики монохроматической чувствительности селенового фотоэлемента с кадмиевой наружной пленкой (*a*) и чувствительности глаза (*b*)

тов близка к спектральной чувствительности глаза (кривая *b* на рис. 7.15), поэтому эти фотоприемники особенно важны в объективной фотометрии.

Чувствительность селенового фотоэлемента площадью 9,6 см² составляет 0,6 мА/лм, фото-э. д. с. при освещенности 10 лк равна 0,1 В (при бо́льших освещенностях она может достигать 0,5—0,6 В), сопротивление запирающего слоя 10^3 — 10^4 Ом. Линейность энергетических характеристик, как следует из анализа выражения (7.24), нарушается при больших освещенностях и включении в цепь нагрузки. Так, например, при $R_{\rm B} = 4$ кОм в диапазоне изменения освещенностей от $E_1 = 4,3$ лк ($I_1 = 4$ мкА) до $E_2 = 17,2$ лк ($I_2 = 13,5$ мкА) коэффициент линейности (4.23) равен 0,84.

В сернистосеребряных фотоэлементах электрический переход образуется между полупрозрачной пленкой золота и пленкой сернистого серебра, нанесенной на металлическую подложку. Эти фотоэлементы чувствительны к излучениям в длинноволновой части видимого спектра и инфракрасной области. Их интегральная чувствительность равна 10—12 мА/лм.

Инерционные свойства пленочных фотоэлементов обусловлены собственной большой емкостью, величина которой может колебаться в зависимости от конструкции фотоприемника. Поэтому граничная частота фотометрических пленочных приемников составляет несколько сотен герц. Малые внутренние сопротивления и большие емкости этих фотоэлементов усложняют усиление выходных сигналов, поэтому их не применяют для измерения слабых потоков излучения.

Координатные фотоприемники. В отдельную группу можно выде-

лить координатные фотоприемники, выходной сигнал которых зависит не только от потока излучения, но и от местоположения облученного пятна на фоточувствительной поверхности. Поэтому по величине выходного сигнала определяют координаты рабочего пятна фоточувствительной поверхности.

Координатные фотоприемники могут работать на основе продольного либо поперечного фотоэффекта. Принципиальная схема координатного фотоприемника на основе продоль-



Рис. 7.16. Принципиальная схема координатного фотоприемника на основе продольного фотоэффекта (а) и его координатная характеристика (б) ного фотоэффекта представлена на рис. 7.16, а. Одним из обязательных условий образования продольной фото-э. д. с. является несимметричность *p*-*n*-перехода, причем область полупроводника, с которой снимается напряжение (рабочая область), имеет меньшую концентрацию примеси (на рисунке область n), чем другая область (область p^+).

Область p^+ обладает высокой проводимостью, поэтому ее можно считать эквипотенциальной. При локальном облучении носители заряда генерируются и разделяются переходом в области облучаемого пятна. Дырки, втянутые в p^+ -область в районе облученного пятна p-n-перехода, сразу же растекаются по p^+ -слою. Возникающая фото-э. д. с. смещает p-n-переход в прямом направлении и обусловливает обратный переход избыточных дырок (инжекцию) из p^+ -области в n-область по всей площади p-n-перехода (диффузионный ток). При протекании диффузионного тока через переход в n-слое, обладающем

высоким продольным сопротивлением, возникает продольное поле, которое вызывает движение электронов от облученного пятна к местам инжекции дырок для нейтрализации создаваемого ими объемного заряда. Если облучаемое пятно расположено в центре перехода, то дырочный ток проходит симметрично через переход и между омическими контактами не возникает разности потенциалов. Если же это пятно находится в левой части перехода, то большая часть дырок выходит из правой части перехода и эта часть фотоприемника становится более положительной, чем левая. При расположении пятна в правой части перехода продольная фото-э. д. с. изменяет знак. Зависимость выходного напряжения фотосигнала от координаты облученного пятна на фоточувствительном элементе координатного фотоприемника называется координатной характеристикой (рис. 7.16, б). Одним из основных требований, предъявляемых к координатным фотоприемникам, является линейность координатной характеристики. Область линейности координатной характеристики зависит от величины фоточувствительной площадки. Крутизна этой характеристики при заданном уровне облученности определяет чувствительность фотоприемника. Крутизна S_{np} в случае малого сигнала может быть подсчитана с помощью выражения

$$S_{\pi p} = \frac{R_{\pi p} s_I}{2l} , \qquad (7.30)$$

где R_{np} — продольное сопротивление между двумя контактами; s_l — токовая чувствительность фотоприемника; 2l — длина фотоприемника.

Координатные фотоприемники на основе поперечного фотоэффекта часто называют дифференциальными или бифотоэлементами. Фотоприемник состоит из двух или четырех независимых фотоприемников, изготовленных на одной полупроводниковой пластинке по планарной технологии и разделенных промежутками, меньшими размерами измеряемого пятна. Схематическое устройство двухэлементного фотоприемника на основе поперечного фотоэффекта и его координатная характеристика представлены на рис. 7.17, а, б. При облучении двух фотоприемников в них возникают фото-э. д. с. U_1 и U_2 , определяемые потоком излучения фотоприемников. Для на каждом ИЗ встречно-последовательного соединения фотоприемников результирующая фото-э.д.с. равна их разности. Вид координатной характеристики зависит от схемы включения фотоприемников, геометрической формы облучаемого пятна и распределения облученности в нем. Область линейности определяется размерами пятна и, следовательно, ее можно регулировать. Крутизна для малых сигналов при равномерной



Рис. 7.17. Схематическое устройство двухэлементного фотоприемника на основе поперечного фотоэффекта (а) и его координатная характеристика (б)

облученности пятна прямоугольной формы и симметричном расположении двухэлементных фотоприемников определяется выражением

$$S_{\rm non} = \frac{s_I r_{\rm a.c}}{2a}, \qquad (7.31)$$

где $r_{3,c}$ — поперечное сопротивление каждого фотоприемника; 2a — размер пятна.

Как видно из выражения (7.31), крутизна характеристики зависит не только от параметров фотоприемника, но и от размера пятна. При малых размерах пятна крутизна возрастает, одновременно уменьшается диапазон линейности координатной характеристики.

Крутизна координатных фотоприемников на основе поперечного фотоэффекта на несколько порядков больше крутизны фотоприемников на основе продольного фотоэффекта, так как $r_{a\cdot e} \gg R_{np}$. Обычно

 $R_{\rm np} \approx 1 \div 10$ кОм, $r_{\rm 3,c} \approx 1$ МОм, $S_{\rm np} = 0.5 \div 5$ В/(мм · лм) и $S_{\rm non} = (5 \div 20) \cdot 10^3$ В/(мм · лм) при $s_i = 4 \div 7$ мА/лм ($S_{\rm non}$ определена при $I_{\Phi} < I_{\rm T}$ и 2a = 1 мм, $S_{\rm np}$ и $S_{\rm non}$ — в режиме холостого хода). Поскольку инерционные свойства координатных фотоприемников при холостом ходе определяются в основном собственной постоянной времени *RC*, более чувствительные координатные фотоприемники оказываются и более инерционными, так что произведение крутизны (чувствительности) на граничную частоту для этих двух типов координатных приборов практически одного порядка.

§ 7.5. Солнечные фотоэлементы и фотобатареи

Основными параметрами солнечных фотоэлементов и фотобатарей являются выходная мощность P и коэффициент полезного действия η , т. е. отношение максимальной мощности P_{\max} , которую можно получить от фотоэлемента, к потоку излучения Φ , падающего на фотоэлемента:

$$\eta = P_{\rm max}/\Phi$$
.

Снять наибольшую мощность с нагрузки солнечного фотоэлемента можно при условии правильного выбора рабочей точки *А* на вольтамперной характеристике (рис. 7.18). Как следует из выражения (7.10), мощность, выделяемая на нагрузке,

$$U_{R}I = U_{R}I_{0} \left(e^{eU_{R}/kT} - 1 \right) - U_{R}I_{R}.$$
 (7.32)

Дифференцирование выражения (7.32) и приравнивание его производной нулю позволяет определить U_{Ront} и I_{ont} , обеспечивающих P_{max} :

$$I_0 \left(e^{eU_{R_{\text{OHT}}}/kT} - 1 \right) - I_{\kappa} + I_0 \frac{eU_{R_{\text{OHT}}}}{kT} e^{eU_{R_{\text{OHT}}}/kT} = 0.$$
(7.33)

Введем обозначения:

$$eU_{R \text{ out}}/kT = r. (7.34)$$

В результате выражение (7.33) принимает вид

$$I_0 (e^r - 1 + re^r) - I_{\kappa} = 0,$$

откуда

$$I_{\kappa}/I_0 = e^r (1+r)$$
 (при $r > 1$). (7.35)

Оптимальное значение тока можно найти из выражения (7.10) с учетом соотношений (7.34) и (7.35)

$$I_{\text{опт}} = -I_{\text{K}}r/(1+r).$$

Тогда при r>1

$$P_{\max} = |I_{0\Pi T} U_{R 0\Pi T}| = \frac{kT}{e} I_{R} \frac{r^{2}}{(1+r)} = \frac{kT}{e} I_{R} \left(r - \frac{r}{r+1}\right) \approx I_{R} (r-1) \frac{kT}{e}, \qquad (7.36)$$

$$\eta = \frac{P_{\max}}{\Phi} = \frac{I_{\kappa}}{\Phi} (r-1) \frac{kT}{e} = s_I (r-1) \frac{kT}{e}.$$
 (7.37)

296

Соотношения (7.34) и (7.35) позволяют по известным токам $I_{\rm R}$ и I_0 найти r и U_{Ront} . Найденное значение U_{Ront} определяет рабочую точку максимальной мощности на вольт-амперной характеристике и, следовательно, сопротивление нагрузки.

Из выражений (7.36) и (7.37) следует, что для получения наибольших значений F и η требуется увеличить $I_{\rm R}$ и r. В свою очередь, получение больших r также требует высоких значений $I_{\rm R}$ в сочетании с минимальным обратным током фотоэлемента (7.35). Высокие значения r подразумевают и большие фото-э. д. с.

[см. выражение (7.34)], максимальные значения которых могут приближаться к ширине запрещенной зоны используемого полупроводникового материала. Широкозонные материалы обладают и меньшими обратными токами. Кроме того, выбор материалов для фотопреобразователя определяется его спектральной характеристикой монохроматической чувствительности, которая должна быть согласована со спектром излучения Солнца. От степени согласования этих характеристик зависит интегральная чувствительность фотоэлемента И, следовательно, его к.п.д. Поэтому оптимизация спектральной харак-





теристики монохроматической чувствительности солнечного фотокоторая определяется главным образом шириной заэлемента. прещенной зоны, оказывается важным фактором при его разработке. На рис. 7.19 показана зависимость к. п. д. от ширины запрещенной зоны для различных толшин атмосферы с указанием E_{a} материалов, используемых для изготовления солнечных фотоэлементов. Для космических условий (d₁ = 0) атмосферное поглощение излучения отсутствует и оптимальная ширина запрещенной зоны составляет примерно 1,6 эВ. При учете атмосферного поглощения оптимальная ширина запрещенной зоны смещается в сторону меньших энергий. По расчетным данным CdTe должен обладать возможно наивысшим к. п. д., однако наиболее высокие результаты пока получены для кремния благодаря разработанной технологии его промышленного изготовления. У наилучших монокристаллических кремниевых солнечных фотоэлементов к. п. д. достигает 15-20%. Такие относительно низкие значения к. п. д. связаны с несовершенством солнечного фотоэлемента как преобразовательного устройства, в котором одновременно с полезным преобразованием энергии происходят процессы, сопровождающиеся бесполезным ее рассеянием.

Все виды потерь в солнечном фотоэлементе можно разделить на две группы: 1) потери энергии, связанные с процессами, когда преобразуемая энергия имеет еще вид лучистой энергии — потери излучения; 2) потери энергии генерированных излучением электронови дырок, происходящие во время их движения внутри полупроводника — электрические потери. Потери первой группы происходят вследствие: а) отражения падающего излучения от поверхности фотоэлемента; б) прохождения излучения на глубину, большую диффузионной длины неравновесных носителей заряда (поглощение излучения в нерабочей области); в) нефотоэлектрического поглощения излучения в полупроводнике, т. е. поглощения без образования пары неравновесных носителей заряда.



Рис. 7.19. Зависимость к.п.д. солнечного фотоэлемента от ширины запрещенной зоны для различных толщин атмосферы d Для кремниевого солнечного фотонефотоэлектрическому элемента K поглощению относится вся длинноволновая часть солнечного спектра с длиной волны больше 1,09 мкм. Эта излучения, пассивная часть ДЛЯ кремниевого фотоэлемента, в спектре излучения солнечного составляет 12-20%. Если учесть также потери на отражение активной части спектра, которые для кремниевого фотоэлемента с просветляющим покрытием удается уменьшить до 6-10%. и потери за счет поглощения излучения в нерабочей области, то суммарные потери падающего излучения для кремниевого фотоэлемента составят около 30 — 35%.

Для уменьшения потерь, связанных с нефотоэлектрическим поглощением излучения Солнца, разрабатываются фотопреобразователи, в которых используются гетеропереходы между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны. Материал с большей шириной запрещенной зоны, поглощая коротковолновое излучение Солнца, является наружным облучаемым слоем перехода и играет роль широкозонного окна, пропускающего длинноволновое излучение, которое поглощается в полупроводнике с меньшей шириной запрещенной зоны (см., например, рис. 7.28). Таким образом, расширяется область монохроматической чувствительности солнечных фотоэлементов и повышается использование энергии солнечного спектра.

Расширение области спектральных характеристик чувствительности солнечных фотоэлементов может быть достигнуто при использовании систем с плавно изменяющейся шириной запрещенной зоны. Такие системы образуются на основе тройных соединений с переменным по толщине составом, например $Al_{1-x}Ga_xAs$, получаемых сплавлением GaAs с AlAs. При изменении x от 1 до 0 ширина запрещенной зоны этого сплава изменяется от 1,35 до 1,85 эВ.

Новый принцип построения преобразователя солнечной энергии, основанный на использовании специальных уровней ловушек в полупроводнике, позволяет уменьшить потери излучения до 17%. Зонная модель полупроводника с двумя уровнями ловушек и шестью возможными переходами электронов представлена на рис. 7.20. Энергети-. ческие уровни, лежащие в запрещенной зоне полупроводника, дают возможность за счет промежуточных переходов электронов осуществить их переход из валентной зоны в зону проводимости при поглощении длинноволнового излучения, при котором прямых переходов между зонами не происходит. Это позволяет еще лучше использовать длинноволновую область солнечного спектра.

Потери второй группы происходят за счет: а) рекомбинации генерированных излучением пар носителей заряда, сопровождающейся передачей энергии решетки; б) рассеяния энергии неравновесными

носителями заряда при взаимодействии их с решеткой; в) наличия внутреннего последовательного сопротивления фотоэлемента, уменьшающего напряжение на нагрузке; г) утечки фототока, обусловленной сопротивлением резистора, шунтирующим *p-n*-переход.

Для снижения потерь на рекомбинацию необходимо, чтобы толщина слоя, где образуются пары неравновесных носителей заряда, не превышала диффузионной длины неосновных носителей заряда. В то же время в тонком наружном слое полупроводника излучение поглощается незначительно. Для удовлетворения обоих требований солнечные фотоэлементы необходимо изготовлять из материалов с большой диффузионной длиной



Рис. 7.20. Зонная модель полупроводника с двумя уровнями ловушек и шестью возможными переходами электронов

неосновных носителей заряда, зависящей от чистоты полупроводника и регулярности его структуры. Кроме того, следует свести до минимума скорость поверхностной рекомбинации.

Если потери на рекомбинацию приводят к уменьшению числа носителей заряда, то при рассеянии энергии происходит потеря энергии неравновесными носителями заряда до уровня средней энергии равновесных носителей т. е. они термализуются. Потеря избыточной энергии неравновесными носителями заряда при взаимодействии с решеткой показывает, какая часть энергии фотона, переданная носителю заряда, теряется бесполезно, способствуя лишь нагреву полупроводника. Если избыточная энергия носителей заряда превышает порог ударной ионизации, то за счет ионизации могут создаваться вторичные пары электронов и дырок, также участвующие в фотоэффекте.

Потери напряжения, обусловленные падением напряжения на внутреннем последовательном сопротивлении фотоэлемента, снижают максимальную отдаваемую мощность и, следовательно, к. п. д. Действительно, из-за наличия сопротивления r_S (см. рис: 7.11) напряжение U'_R на нагрузке реального фотоэлемента меньше фото-э. д. с. U_R , возникающей на переходе:

$$U'_{R} = U_{R} - r_{S}I.$$
 (7.38)

Объединяя выражения (7.8) и (7.38), получаем

$$U'_{R} = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{I_{\Phi} - I}{I_{0}} \right) - r_{S}I.$$

Влияние внутреннего последовательного сопротивления на ход вольт-амперной характеристики кремниевого солнечного фотоэлемента видно из рис. 7.21. Расчеты показывают, что даже сопротивление $r_S = 5$ Ом снижает отдаваемую мощность по сравнению с $r_S = 0$ почти на 70%. Основная доля сопротивления r_S приходится на тонкий легированный поверхностный слой, толщина которого определяется,



Рис. 7.21. Вольтамперные характеристики кремниевых солнечных фотоэлементов с различными величинами сопротивления r_s

которые приводят к заряда.

с одной стороны, малым сопротивлением, с другой — диффузионной длиной неосновных носителей заряда. Для кремниевых фотопреобразователей величина *rs*, приходящаяся на 1 см² облучаемой поверхности, колеблется в пределах 1—2 Ом · см².

Токовые потери, обусловленные сопротивлением утечки R_m, шунтирующим *р-п-*переход, составляют менее 1% генерируемого тока, если $R_{\rm m} = 100$ Ом. Обычно шунтирующее сопротивление превышает 1000 Ом, поэтому эти потери незначительны. Все виды электрических потерь энергии в кремниевых фотоэлементах составляют 50 -55%, общие суммарные потери равны 80 — 90%.

При использовании солнечных фотоэлементов в космосе наблюдается уменьшение к.п.д. во времени. Это связано с радиационными повреждениями, происходящими в результате бомбардировки быстрыми частицами фоточувствительной поверхности, снижению диффузионной длины носителей

Устройство кремниевого солнечного фотоэлемента показано на рис. 7.22. Для формирования у кремниевого фотоэлемента наружного слоя *р*-типа используют метод диффузии бора из газовой среды в кремний *n*-типа; для формирования наружного слоя *n*-типа — метод диффузии фосфора или сурьмы в монокристалл кремния р-типа. На границе *p*- и *n*-областей образуется *p*-*n*-переход. Для повышения радиационной стойкости кремний легируют литием. Для увеличения полезной площади диффузия происходит по всей поверхности монокристаллической пластинки. В качестве противоотражающего покрытия на поверхность фотоэлемента наносят пленку моноокиси кремния или окиси титана. Солнечные фотоэлементы снабжают радиационно стойкими защитными стеклами. К. п. д. серийных кремниевых фотоэлементов достигает 10-15%, у лучших образцов он доходит до 19%. Плотность тока короткого замыкания кремниевых фотоэлементов 200-250 А/м², напряжение холостого хода 0,5-0,55 В, напряжение на оптимальной нагрузке 0,35-0,4 В, плотность тока при оптимальной нагрузке 150—200 А/м².

Другим перспективным монокристаллическим материалом для изготовления солнечных фотоэлементов является арсенид галлия.

Солнечные фотоэлементы из GaAs обладают лучшей радиационной стойкостью по сравнению с кремниевыми и близкими к ним значениями к. п. д.

Недостатками солнечных фотоэлементов на основе монокристаллов являются невозможность получения больших рабочих поверхностей, невысокое отношение выходной мощности к массе (около 50 Вт/кг), а также высокая стоимость. Большие надежды в этом отношении возлагают на пленочные фотоэлектрические элементы.

Пленочные фотоэлементы из сульфида кадмия и теллурида кадмия характеризуются значительно более высоким отношением выходной

мошности к массе (~ 200 Вт/кг), они примерно в 10 раз дешевле монокристаллических кремниевых фотоэлементов. обладают более высокой радиационной стойкостью и большим сроком службы. Наибольшая эффективность преобразования реализуется на гетеропереходах CdS *n*-типа и Си₂S *р*-типа, получаемых обработкой пленки сульфида кадмия раствором хлористой меди с последующим прогревом. Типовые параметры такого фотоэлемента размером 7,4 \times 7,4 см при облученности, эквивалентной 100 мВт/см² солнечного спектра, и температуре 25°С следующие: $P_{max} =$ =0,32 Вт при $U_{Ront} = 0,39$ В и $I_{ont} =$ = 0.83 A, $\eta = 6\%$, $J_{\mu} = 175$ Å/m², $U_{-} = 0.5$ B.



Рис. 7.22. Схематическое устройство кремниевого солнечного фотоэлемента (размеры даны в мм): 1 — кремний, р-типа; 2 — кремний, п-типа; 3 — р-п-переход; 4 — выводы от п-и р-областей

Для изготовления пленочных фотоэлементов применяется арсенид галлия, ведутся также работы по получению пленочных фотоэлементов из кремния.

Солнечные фотоэлементы, смонтированные и электрически соединенные по определенным схемам, образуют солнечную фотобатарею. Фотобатареи имеют более низкий по сравнению с отдельными фотоэлементами к. п. д. за счет коммутационных потерь и неидентичности вольт-амперных характеристик фотоэлементов, что приводит при соединении их в батарею к нарушению оптимального режима работы каждого фотоэлемента. К. п. д. солнечной фотобатареи, состоящей из 28 000 фотоэлементов, равен 7,4%; площадь этой фотобатареи составляет 6,54 м²; максимальная мощность — 680 Вт; отношение мощности к массе — 21,2 Вт/кг.

Отечественные матричные солнечные фотобатареи представляют собой пластинку кремния с большим количеством (до нескольких тысяч) микрофотоэлементов. Эти фотобатареи по сравнению с обычными солнечными батареями, собранными из отдельных фотоэлементов, при равных рабочих площадях позволяют получить более высокие к. п. д.

§ 7.6. Низкочастотные и высокочастотные фотодиоды

Фотодиодом называется фотогальванический приемник излучения без внутреннего усиления, фоточувствительный элемент которого содержит структуру полупроводникового диода. В фотодиодах используются различные типы электрических переходов: электроннодырочные переходы, *p-i-n*-переходы, поверхностно-барьерные переходы (барьеры Шоттки), гетеропереходы и др. Фоточувствительный элемент фотодиода является основной элементарной ячейкой боль-



Рис. 7.23. Конструкция (а) и схема включения (б) фотодиода

злементарной яченкой облышинства сложных фотоприемников: фототранзисторов, фототиристоров, многоэлементных матриц и т. д.

Конструкция схема И включения фотодиода показана на рис. 7.23, а, б. Пластинка 1 из монокристалла германия с электропроводностью п-типа закреплена с помощью кристаллодержателя 2 в коваровом корпусе 3. Эта пластинка является базой фоточувствительного элемента и располагается против окна. закрытого стеклянной собирающей линзой 10. Электронно-дырочный переход об-

разован вплавлением в пластинку германия капли индия 8 — сплавной переход. При сплавлении индия с германием в результате диффузии индия в прилегающей области германия образуется слой с электропроводностью *p*-типа. Вывод 4 от индиевого электрода пропущен через коваровую трубку 5, закрепленную стеклянным изолятором 6 в ножке 7 корпуса. Другим электродом является корпус фотодиода, так как кристалл германия припаян к кристаллодержателю оловянным кольцом 9. Для защиты *p*-*n*-перехода от воздействия окружающей среды корпус фотодиода герметизирован. В фотодиоде этой конструкции поток излучения падает на базовую *n*-область и направлен перпендикулярно *p*-*n*-переходу. Базовую область изготовляют такой толщины, при которой большинство образовавшихся неосновных носителей заряда достигает перехода. Возможна и другая структура фотодиода, когда поток излучения падает параллельно плоскости перехода.

Наибольшее распространение получили фотодиоды на основе германия и кремния. Кроме германия и кремния для изготовления фотодиодов используют полупроводниковые соединения элементов групп A¹¹¹B^v и A¹¹B^{v1} (GaAs, InAs, InSb, InP, CdS, CdTe, HgCdTe и др.).

Для изготовления *p*-*n*-переходов помимо метода вплавления примесей применяют другие методы, например диффузионные. Переходы могут быть получены также с помощью выращивания полупроводника из расплава (выращенный переход), эпитаксиального наращивания полупроводника (эпитаксиальный переход). Диффузионный переход, образованный в результате диффузии примеси сквозь отверстие в защитном слое, нанесенном на поверхность полупроводника, называют планарным. Однородное распределение примеси в базе на практике реализуется в фотодиодах со сплавными переходами.

Относительные спектральные характеристики монохроматической чувствительности германиевого (1) и кремниевого (2) фотодиодов показаны на рис. 7.24. Спектральная характе-

ристика кремниевого фотодиода расположена в более коротковолновой области по сравнению с подобной характеристикой германиевого фотодиода, так как ширина запрещенной зоны кремния ($E_g \approx 1,1$ эВ) больше ширины запрещенной зоны германия ($E_g \approx 0,72$ эВ).

Как следует из выражения (7.20), статическая токовая чувствительность фотодиода

$$s_I = \frac{I - I_0}{\Phi} \; .$$

Токовая чувствительность фотодиода практически не зависит от приложенного напряжения, так как фотодиод работает в режиме насыщения фототока и темнового тока.

Фотодиоды обладают сравнительно низким уровнем шумов. Низкий уровень шумов и высокая чувствительность по напряжению



Рис. 7.24. Спектральные характеристики монохроматической чувствительности германиевого (1) и кремниевого (2) фотодиодов

позволяют использовать фотодиоды для измерения малых потоков излучения до 10⁻¹² Вт.

Другими параметрами фотодиода являются максимальное рабочее напряжение, ограничиваемое напряжением пробоя, темновой ток и постоянная времени. Постоянная времени и частотные характеристики обычных фотодиодов с однородной базой, в конструкции которых не предусмотрены специальные меры для повышения быстродействия, определяются временем диффузии неравновесных неосновных носителей заряда от места их генерации до p-n-перехода (7.28). Постоянная времени у этих фотодиодов составляет $10^{-5}-10^{-6}$ с.

Дрейфовые фотодиоды. Эти приборы обладают значительно меньшими постоянными времени. Движение неравновесных носителей заряда к переходу у них определяется не только диффузией, но и дрейфом во внутреннем электрическом поле. Электрическое поле, возникающее в области градиента концентрации примеси в базе, ускоряет движение неосновных неравновесных носителей заряда к *p*-*n*-переходу (электронов на рис. 7.25), что приводит к уменьшению их времени пролета и, следовательно, инерционности фотодиода.

Кроме того, улучшению частотных свойств дрейфовых фотодиодов по сравнению с фотодиодами с однородной базой способствуют меньшие толщина базы (3—5 мкм) и емкость. Поэтому рабочие частоты дрейфовых фотодиодов могут превышать 10 МГц.

Фотодиоды *p-i-n*-типа. Помимо высокой фоточувствительности они обладают высоким быстродействием и постепенно вытесняют фотодиоды с *p*-*n*-переходом. Структура фотодиода с *p*-*i*-*n*-переходом и его энергетическая диаграмма представлены на рис. 7.26, *a*, *б*. Средняя *i*-область высокоомного полупроводника шириной 40—50 мкм заключена между двумя областями сильно легированного полупроводника с противоположными типами электропроводности. Слой, со стороны



Рис. 7.25. Энергетическая диаграмма *p*-*n*-перехода с градиентом концентрации примеси в базе

Рис. 7.26. Структура фотодиода с *p-i-n*-переходом (*a*) и его энергетическая диаграмма (б) при напряжении, приложенном в запирающем направлении

которого производится облучение, тонкий (2—4 мкм). В *p*-*i*-*n*-структурах внутреннее электрическое поле электронно-дырочного перехода сосредоточено в широкой области собственного полупроводника. Для получения более равномерного электрического поля в *i*-области и увеличения его напряженности достаточно подать на *p*-*i*-*n*-структуру небольшое напряжение, приложенное в запирающем направлении. Генерируемые излучением в *i*-области электроны и дырки под действием сильного электрического поля быстро рассасываются, что обеспечивает малые рекомбинационные потери (коэффициент собирания пар близок к единице) и высокое быстродействие. Эффективность дрейфового процесса (7.29) по сравнению с диффузионным процессом (7.28), характерным для фотоди ода *p*-*n*-типа, можно выявить из соотношения времен пролета носителей заряда через базовый и *i*-слой с одинаковыми толщинами $w = w_i$:

$$\frac{T_{pin}}{t_{\Pi pn}} \approx \frac{\omega_i^2/\mu U}{\omega^2 e/2kT\mu} \approx \frac{2kT}{eU} \,. \tag{7.39}$$

Из выражения (7.39) следует, что уже при U > 0.05 В фотодиоды *p-i-n*-типа при комнатной температуре имеют меньшие времена пролета, чем фотодиоды со сплавным переходом. Расчет показывает, что для кремниевого фотодиода *p-i-n*-типа с $w_i = 20$ мкм и $U_{o6p} = 5 \div$ $\div 10$ В время пролета может быть менее $10^{-9}-10^{-10}$ с. Большие же толщины области объемного заряда w_i и малые толщины наружного сильно легированного слоя определяют собственные постоянные времени R_6C , которые для площади перехода $2 \cdot 10^{-4}$ см² имеют порядок $10^{-10}-10^{-11}$ с и не ухудшают быстродействие фотодиода *p-i-n*-типа. Германиевые фотодиоды *p-i-n*-типа характеризуются граничной частотой $f_{\rm rp} \approx 2 \cdot 10^{10}$ Гц.

В описанных конструкциях высокочастотных фотодиодов переход должен находиться на очень небольшом расстоянии от облучаемой поверхности, т. е. фотодиод должен иметь малую толщину базы. Выполнение этого требования связано с технологическими трудностями.

В качестве основы для создания других типов быстродействующих фотодиодов используются структуры с барьером Шоттки и гетеропереходы.

Поверхностно-барьерные фотодиоды (фотодиоды с барьером Шоттки). У поверхностно-барьерных фотодиодов область объемного заряда, обедненная подвижными носителями заряда (область перехода), расположена на поверхности полупроводника и прилегает к наружному тонкому ($d < 5 \div 10$ нм) полупрозрачному металлическому электроду, через который производится облучение (рис. 7.27). Излучение в зависимости от длины волны поглощается либо за переходом, либо в самом переходе. Приложенное напряжение в запирающем направлении практически полностью приходится на область объемного заряда,



Рис. 7.27. (Схематическое
устройство	поверхностно-
барьерного	фотодиода:
1 - просветляющ	цее покрытие;
2 — тонкая пол	упрозрачная ме-
таллическая и	пленка; 3-об-
ласть объемного	о заряда; 4 —
изолирующее ко	ольцо; 5-оми-
ческий контакт	

создавая высокую напряженность электрического поля. Генерируемые электроны и дырки разделяются этим полем и создают фототок во внешней цепи. Если все излучение поглощается в слое объемного заряда, то чувствительность и быстродействие фотодиода достигают тех же значений, что и у фотодиодов p-i-n-типа. Так, например, кремниевые фотодиоды с барьером Шоттки при работе с монохроматическим излучением ($\lambda = 630$ нм) имеют постоянную времени порядка 10⁻¹⁰ с и приближаются к теоретическому пределу фоточувствительности ($s_{\lambda} \approx 0.5 \text{ A/Bt}$). У точечных фотодиодов с барьером Шоттки верхний предел рабочей частоты достигает 40 ГГц. Резкое отличне оптических свойств металла и полупроводника приводит к изменению привычного вида спектральных характеристик внутреннего фотоэффекта собственного полупроводника (см. рис. 7.4, s).

Благодаря тому что электрическое поле, разделяющее генерируемые носители заряда, находится вблизи поверхности, поверхностнобарьерные фотодиоды с полупрозрачным металлическим электродом обладают высокой чувствительностью к сильно поглощаемому полупроводником фиолетовому и ближнему ультрафиолетовому излучечению. У поверхностно-барьерных фотодиодов открывается возможность продвинуть их спектральную характеристику в более коротко. волновую ультрафиолетовую область за счет использования резонанс. ного пропускания излучения поверхностной пленкой серебра. Примером может служить фотодиод Ag — GaAs.

Фотодиоды с барьером Шоттки характеризуются простотой изготовления фоточувствительных структур на разнообразных полупроводниках электропроводности *n*- и *p*-типов в сочетании со многими металлами.

Промышленностью разрабатываются кремниевые, германиевые и арсенид-галлиевые фотодиоды.



Рис. 7.28. Схематическое устройство фотодиода с гетеропереходом (а) и его упрощенная энергетическая диаграмма (б) Фотодиоды с гетеропереходом (гетерофотодиоды). У гетерофотодиодов области полупроводников по обе стороны перехода выполнены из различных материалов. На рис. 7.28, *a*, *б* представлены устройство фотодиода с гетеропереходом на примере GaAs — GaAlAs-структуры и его упрощенная энергетическая диаграмма. На подложке

сильно легированного арсенида галлия n^+ -типа ($N_{\pi} \approx 10^{18}$ см⁻³) методом последовательного эпитаксильного наращивания получают сначала слой чистого арсенида галлия *n*-типа ($N_{\pi} \approx 10^{15}$ см⁻³), а затем $p^{\hat{\tau}}$ -типа ($N_{a} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$). слой тройного соединения $Ga_{1-x}Al_xAs$ При значениях $x = 0.3 \div 0.4$ разность ширин запрещенных зон Ga0.7Al0.3As и GaAs составляет ~0,4 эВ. Слой GaAlAs играет роль широкозонного окна, пропускающего излучение, поглощаемое в переходе и средней области GaAs *n*-типа. Толщину этой области подбирают такой, чтобы обеспечить поглощение всего потока излучения. Например, при $\lambda \approx 850$ нм $\omega \approx 20$ мкм. Высокая степень чистоты этой области, так же как и низкая плотность поверхностных состояний на границе между слоями, обеспечивают малые рекомбинационные потери носителей заряда. Поэтому гетерофотодиоды обладают высокой фоточувствительностью. Быстродействие определяется толщиной области зарождения неравновесных носителей заряда и напряженностью электрического поля в этой области. Емкость у гетерофотодиодов несколько больше, чем у фотодиодов *p-i-n*-типа. Верхний предел рабочей частоты достигает 500 МГц.

§ 7.7. Фотогальванические приемники с внутренним усилением

Основными типами фотоприемников с внутренним усилением, получивших достаточно широкое и универсальное применение, являются лавинные фотодиоды, фототранзисторы, полевые фототранзисторы.

Лавинные фотодиоды. В лавинных фотодиодах усиление входного тока $I_{\rm BX}$ происходит за счет лавинного умножения носителей заряда в сильном электрическом поле электронно-дырочного перехода (рис. 7.29). Неосновные равновесные и неравновесные носители за¹ ряда (в данном случае дырки) поступают в область поля обратно смещенного *p-n*-перехода, где приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации дополнительных носителей заряда. Возникшие пары носителей заряда, в свою очередь, совершают такой же процесс. Лавинное размножение носителей заряда происходит в том случае, если толщина обедненной области *p-n*-перехода превышает длину свободного пробега неосновных носителей заряда и их энергия больше порога ударной ионизации. Лавинные фотодиоды работают в пред-

пробойном режиме. В этом режиме коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок являются экспоненциальными функциями напряженности электрического поля, поэтому величина выходного тока $I_{\rm вых}$ и, следовательно, коэффициент умножения $M = I_{\rm выx}/I_{\rm вx}$ очень чувствительны к колебаниям напряжения. На практике пользуются следующей эмпирической зависимостью коэффициента умножения Mлавинных фотодиодов от напряжения $U_{\rm пер}$, приложенного к области объемного заряда:



Рис. 7.29. Лавинный процесс в слое объемного заряда

$$M = \frac{I_{\rm BMX}}{I_{\rm BX}} = \frac{1}{1 - (U_{\rm nep}/U_{\rm np})^n},$$
 (7.40)

где U_{np} — напряжение лавинного пробоя, при котором $M \to \infty$; n — показатель, зависящий от ионизационной способности электронов и дырок ($n = 1, 4 \div 6$ в зависимости от используемого полупроводника).

Если учесть, что напряжение на области объемного заряда меньше внешнего напряжения U_0 из-за наличия некоторого последовательного сопротивления фотодиода r_s и нагрузки $R_{\rm H}$, т. е. $U_{\rm nep} = U_0 - RI$, где $R = R_{\rm H} + r_s$, то выражение для вольт-амперной характеристики на основании (7.40) принимает вид

$$I_{\rm BMX} = I_{\rm BX} \frac{1}{1 - \left(\frac{U_0 - RI}{U_{\rm np}}\right)^n}.$$

Типичные вольт-амперные характеристики лавинного фотодиода приведены на рис. 7.30. Из кривых видно, что при повышении напряжения U_0 характер увеличения тока для различных потоков излучения несколько различен. При увеличении потока излучения концентрация подвижных носителей заряда сильно возрастает. Заряд этих носителей экранирует объемный заряд *p-n*-перехода. Поэтому напряженность поля в слое объемного заряда снижается. Это приводит к уменьшению M и ограничению $I_{вых}$.

Для оценки максимального значения коэффициента умножения, который наблюдается при $U_{\rm nep} \approx U_{\rm np}$, можно воспользоваться соотношением

$$M_{\rm max} \approx \sqrt{\frac{U_{\rm np}}{nr_S A J_{\rm BX}}},$$

где r_S — последовательное сопротивление фотодиода; A — площадь p-n-перехода; $J_{\text{вх}}$ — плотность входного тока, состоящая из плотностей фототока J_{Φ} и темнового тока J_{τ} .

Для получения больших значений M следует уменьшить темновой ток и сопротивление r_{S} . У кремниевых лавинных фотодиодов $J_{\rm T}$ много меньше, чем у германиевых. Поэтому у кремниевых лавинных фотодиодов $M_{\rm max} \approx 10^4 \div 10^5$, в то время как у германиевых $M_{\rm max} \approx \approx 10^2 - 10^3$.



Рис. 7.30. Вольт-амперные характеристики лавинного фотодиода



Рис. 7.31. Схематическое устройство кремниевого лавинного фотодиода с *p-n*-переходом и охранным кольцом

Использование лавинного процесса для усиления тока значительно усложняется наличием в реальных *p*-*n*-переходах микроплазм локальных областей, в которых лавинный пробой происходит при более низких напряжениях, чем пробой в однородной области *p*-*n*перехода. Для уменьшения количества микроплазм выбирают материал с однородным распределением примеси и малой плотностью дислокаций, уменьшают площадь *p*-*n*-перехода, вводят в конструкцию специальные охранные кольца.

В лавинных фотодиодах могут быть использованы p-n-переход, *p-i-n*-структура и барьер Шоттки. Схематическое устройство кремниевого лавинного фотодиода с *p-n*-переходом и охранным кольцом показано на рис. 7.31. Фотодиод изготовлен методом планарной технологии на пластинке кремния р-типа, легированного бором, с последующим наращиванием пленки кремния n⁺-типа, легированного фосфором. Фоточувствительный слой выполнен в виде круглого окна диаметром 40-60 мкм. Для обеспечения одновременности умножения по всей активной площади служит охранное кольцо, концентрация доноров у которого меньше, чем в активном фоточувствительном слое. Благодаря более низкому градиенту концентрации примеси область объемного заряда в охранном кольце шире, чем на активном участке, и соответственно пробивное напряжение выше. Лавинные фотодиоды на основе барьера Шоттки могут быть изготовлены с большей рабочей поверхностью, так как процесс образования поверхностных барьеров позволяет получать более однородные переходы, чем в случае *p*-*n*-структур.

308

Инерционные свойства лавинных фотодиодов определяются временем формирования лавины и постоянной времени схемной релаксации. Время формирования лавины в общем случае зависит от коэффи-

циента умножения и времени пролета носителей заряда. Если ионизация осуществляется носителями заряда лишь одного знака, то инерционность практически определяется временем пролета порядка $10^{-12} - 10^{-11}$ с. Для кремниевого лавинного фотодиода с широким переходом параметры *C* и *R* имеют порядок 10^{-22} и $10-10^2$ Ом соответственно, следовательно, $CR \approx 10^{-10} \div 10^{-11}$ с. Таким образом, обладая высоким быстродействием и значительным усилением фототока, произведение усиления на ширину частотной полосы Mf_{rp} кремниевых лавинных фотодиодов достигает $10^{11}-10^{12}$ Гц.

Шумы лавинных фотодиодов больше, чем у обычных фотодиодов, за счет статистической природы процесса лавинного умножения, возникновения и рассасывания микроплазм. Основным источником шума в лавинном фотодиоде является шум дробового эффекта усиленного умножением входного тока:

$$\overline{I_{\rm AP}^2} = 2eI_{\rm BX}M^X\Delta f,$$

где $X = 2 \div 3$.

Таким образом, фотосигнал в лавинном фотодиоде усиливается в M раз, а токовые шумы — более чем в M раз, в результате чего собственная обнаружительная способность фотоприемника ухудшается. Тем не менее в реальных схемах применение фотодиодов с лавинным умножением дает преимущество при обнаружении слабых сигналов до тех пор, пока шумы лавинного фотодиода не станут сравнимы с шумами схемы.

Лавинные фотодиоды в ряде случаев могут конкурировать с фотоумножителями, так как они обладают высокой чувствительностью (s_{λmax} = 0,5 A/Bt), малыми габаритами, низким напряжением питания. Основными недостатками лавинных фотодиодов являются зависимость коэффициента умножения от уровня засветки, высокие требования к стабильности напряжения питания (0,01-0,02%), температурная зависимость напряжения лавинного пробоя.

Фототранзисторы. Фототранзистор представляет собой фотогальванический приемник излучения, фоточувствительный элемент кото-



Рис. 7.32. Типичная структура, схема включения (а) и эквивалентная схема (б) фототранзистора

рого содержит структуру транзистора, обеспечивающую внутреннее усиление (ГОСТ 21934—76).

Типичная структура фототранзистора, его эквивалентная схема и наиболее распространенная схема включения изображены на рис. 7.32, *a*, *б*. Фототранзистор имеет два р-*n*-перехода — эмиттерный и коллекторный. Коллекторный переход смещен в запирающем, эмиттерный — в прямом направлении. Излучение, поглощаясь в



Рис. 7.33. Вольт-амперные характеристики фототранзистора

области базы, генерирует в ней неравновесные электронно-дырочные пары. Неосновные носители заряда, диффундирующие к коллекторному переходу, создают в его цепи фототок. Облучаемую область база - коллектор можно рассматривать как фотодиод. Основные носители заряда, скапливаясь в базе, в том числе у эмиттерного перехода, снижают его потенциальный барьер, что приводит к значительному возрастанию диффузионного потока основных носителей заряда из эмиттера в базу. Инжектированные носители заряда, диффундируя в толще базы, подходят

к коллекторному переходу и выбрасываются полем этого перехода в коллектор. Таким образом, режим фототранзистора приводится к режиму обычного транзистора, если необлучаемую область, состоящую из эмиттера, базы, коллектора и двух переходов, рассматривать как транзистор, к коллекторному переходу которого параллельно подключен фотодиод.

Инжектированные неосновные носители заряда увеличивают коллекторный ток значительно больше, чем неосновные носители заряда, образовавшиеся под действием облучения непосредственно в базе. Происходит внутреннее усиление фототока. Коэффициент усиления по фототоку $K_{y\phi}$ фототранзистора применительно к схеме с общим эмиттером и отключенной базой определяется отношением фототока коллектора $I_{\Phi \kappa}^{s}$ к базовому фототоку $I_{\Phi 6}$, образованному неравновесными неосновными носителями заряда в базе, диффундирующими к коллектору (фототок, соответствующий фототоку фотодиода):

$$K_{y\Phi} = I_{\Phi \kappa}^9 / I_{\Phi \delta}.$$

Коэффициент усиления различных типов фототранзисторов лежит в пределах 50—200, интегральная токовая чувствительность составляет 0,2—1 А/лм.

Схема включения фототранзистора практически не отличается от схемы включения фотодиода, используются только эмиттерный и коллекторный электроды. Для дополнительного управления током может служить третий базовый вывод.

Вольт-амперные характеристики фототранзистора (рис. 7.33) напоминают характеристики фотодиода, у которого токи увеличены в Куф раз. В соответствии с этим они обладают большей крутизной, т. е. фототранзисторы имеют меньшее внутреннее сопротивление по сравнению с фотодиодами.

Энергетические характеристики фототранзисторов, так же как и фотодиодов, линейны.

По быстродействию фототранзисторы значительно уступают фотодиодам. Частотные свойства фототранзистора определяются временем диффузии носителей заряда в базе и в основном собственной постоянной времени прибора, так как сме-

стоянной времени приоора, так как смещенный в прямом направлении эмиттерный переход имеет сравнительно большую емкость ($C_9 \approx 10^5 \text{ п}\Phi/\text{см}^2$). Постоянная времени заряда этой емкости возрастает с уменьшением потока излучения. Поэтому частотные характеристики фототранзисторов, так же как и фоторезисторов, хотя и в меньшей мере, но ухудшаются при уменьшении потока излучения. Постоянные времени фототранзисторов составляют 10^{-4} — 10^{-6} с.

Спектральные характеристики фототранзисторов зависят от их Материала и подобны характеристикам фотодиодов.

Полевые фототранзисторы. Структура и схема включения полевого фототранзистора показаны на рис. 7.34. Фототранзистор имеет три электрода: исток, сток и затвор.

Объем полупроводника между истоком и стоком образует проводящий канал. Эта цепь аналогична цепи фоторезистора, но сопротивление ее изменяется не только вследствие облучения, но и при изменении потенциала затвора. Затвор отделен от проводящего канала *p*-*n*-переходом, ширина которого модулируется потенциалом затвора. Расширение перехода уменьшает сечение канала и увеличивает его сопротивление, сужение — наоборот.

Переход затвор — канал можно рассматривать как фотодиод, в цепи которого фототок $I_{\Phi a}$, пропорциональный потоку излучения, вызывает на резисторе R_a падение напряжения $\Delta U_a = R_a I_{\Phi a}$, что приводит к изменению потенциала затвора. Как и в обычном полевом транзисторе, при изменении потенциала затвора изменяется ток стока:

$$\Delta I_{\rm c} = S \Delta U_{\rm s} = S R_{\rm s} I_{\rm Pr} \,,$$

где S — крутизна характеристики передачи dI_c/dU_a при $U_{cu} = \text{const.}$ Отсюда токовая чувствительность полевого транзистора

$$s_{I_{\pi\pi}} = \frac{\Delta I_c}{\Phi} = \frac{SR_3 I_{\Phi\pi}}{\Phi} = SR_3 s_{I_{\Phi\pi}}, \qquad (7.41)$$

где s_{IФд} — токовая чувствительность фотодиода.



Рис. 7.34. Устройство и схема включения полевого фототранзистора

Из выражения (7.41) следует, что токовая чувствительность полевого фототранзистора по сравнению с токовой чувствительностью фотодиода увеличивается в SR_3 раз. Если принять $s_{I_{\Phi_A}} = 10$ мА/лм, $R_3 \approx 10^6$ Ом, $S \approx 2$ мА/В значения, близкие к параметрам кремниевых и германиевых фотоприемников, то в соответствии с (7.41) $s_{I_{\Pi_T}} \approx 20$ А/лм.

Энергетические характеристики полевых фототранзисторов линейны лишь в определенных пределах изменения потока излучения. При больших уровнях потока излучения потенциал затвора становится столь малым, что его изменения практически перестают влиять на ток стока, который близок к максимальному значению.

Инерционность полевого фототранзистора определяется инерционностью цепи затвора и временем пролета носителей заряда через канал. Постоянная времени полевого фототранзистора составляет 10⁻⁷ с для малых потоков излучения.

Рассмотренные фотогальванические приемники с усилением не исчерпывают существующие типы. Перспективными фотоприемниками являются, например, фототиристоры — аналоги управляемых тиристоров, созданные на базе трех или более *p*-*n*-переходов, имеющие вольт-амперную характеристику с участком отрицательного дифференциального сопротивления и управляемые излучением. Принцип работы других многочисленных разновидностей фотоприемников базируется также на основе закономерностей фотогальванического эффекта.

• ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ

à

ГЛАВА 8

КЛАССИФИКАЦИЯ, ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОННО-ЛУ-ЧЕВЫХ ПРИБОРОВ

§ 8.1. Классификация, характеристики и параметры электронно-лучевых приборов

Электронно-лучевым называется электронный электровакуумный прибор, в котором используется поток электронов, сконцентрированный в форме луча или пучка лучей. Электронно-лучевой прибор, имеюший форму трубки, вытянутой в направлении луча, называют электроннолучевой трубкой. В зависимости от числа используемых лучей различают одно-, двух- и многолучевые приборы.

Электронно-лучевые приборы обычно классифицируют по их назначению. Электронно-лучевые приборы, преобразующие электрический сигнал в видимое изображение, называют приемными электронно-лучевыми трубками; к ним относятся осциллографические трубки, трубки для индикаторных радиолокационных установок, приемные телевизионные трубки — кинескопы для черно-белого и цветного телевидения, а также электронно-лучевые трубки, используемые в системах вывода информации с ЭВМ.

Электронно-лучевые приборы, предназначенные для преобразования оптического изображения в последовательность электрических сигналов, используемые для передачи телевизионного изображения, называют передающими трубками.

К электронно-лучевым приборам относятся также запоминающие трубки — приборы, предназначенные для записи сигналов на диэлектрике с последующим их воспроизведением в виде оптического изображения, электрического сигнала или того и друго го. В большинстве запоминающих трубок для записи и воспроизведения (считывания) сигналов используют один или несколько электронных лучей.

Совместно с электронно-лучевыми приборами рассматривают электрон но оптические преобразователи изображения (ЭОП) — электронные электровакуумные приборы, предназначенные для переноса изображения из одной спектральной области в другую с помощью пучка электронных лучей, хотя, строго говоря, в этих приборах нет отдельных сфокусированных электронных пучков — лучей, а изображение «переносится» широким электронным потоком, который можно считать совокупностью электронных лучей.

В общем случае электронно-лучевые приборы являются преобразователями информации, представляемой в виде последовательности электрических или световых сигналов. Очевидно, объем информации, лоступной для преобразования (без существенных искажений) данным электронно-лучевым прибором, является одним из основных показателей качества прибора. В свою очередь, максимальный объем информации, воспроизводимой на экране приемной трубки или воспринимаемой мишенью передающей либо запоминающей трубки, зависит от разрешающей способности прибора. Разрешающая способность — это способность электронно-лучевого прибора передавать или воспроизводить максимальное число мелких деталей изображения с контрастом, достаточным для их регистрации или преобразования. Количественно разрешающая способность определяется числом отдельно различимых (непосредственно на экране или на фотоэмульсии) светящихся пятен на единичной плошади поверхности экрана. Практически разрешающую способность оценивают количеством отдельно различимых линий (строк), укладывающихся на единице высоты экрана (мишени) или на всей рабочей поверхности экрана.

Различимость отдельных деталей (пятен, строк) в общем случае зависит от метода наблюдения или измерения распределения яркости. Различимость определяется максимальной и минимальной яркостью (B_{max}, B_{min}), геометрическими размерами элементов, законом изменения яркости от B_{max} к B_{min} , спектральным составом излучения и др. Если разброс этих факторов невелик, что практически обычно осуществляется, то различимость отдельных элементов определяется к оэ ф ф и ц и е н т о м м о д у л я ц и и яркости:

$$M = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max}} \,. \tag{8.1}$$

При непосредственном наблюдении на экране электронно-лучевого прибора мелкоструктурных изображений различимость отдельных деталей возможна при коэффициенте модуляции яркости $M \ge (0,1 \div 0,15)$. Фотографическая регистрация требует несколько большей величины модуляции яркости.

Качество изображения на экране приемной электронно-лучевой трубки характеризуется также контрастом изображения (или экрана), определяемым как отношение яркости наиболее светлых участков экрана и яркости самых темных (невозбужденных электронным лучом) его участков:

$$K = B_{\rm max}/B_{\rm min} \,. \tag{8.2}$$

Теоретически участки экрана, не подвергающиеся воздействию электронов луча, должны иметь нулевую яркость и, следовательно, контраст может быть сколь угодно большим. Однако в реальных условиях невозбуждаемые непосредственно электронами участки экрана имеют конечную (часто не очень малую) яркость за счет различных «паразитных» засветок рассеянными электронами, светом, излучаемым соседними возбужденными участками экрана, и светом внешних источников. Различают два вида контраста — габаритный (контраст крупных деталей изображения) и детальный (контраст мелких деталей изображения). Первый характеризуется отношением яркости двух соседних крупных полей в виде полос или квадратов шириной порядка 20% ширины экрана, второй — отношением яркости светлого поля (возбужденной части экрана) и яркости небольшого (невозбужденного) пятна в середине светлого поля. Величина контраста играет существенную роль, особенно для приемных трубок с яркостным управлением (кинескопы, радиолокационные индикаторные трубки).

Параметром приемных и запоминающих трубок является максимальная с к о р о с т ь з а п и с и, определяемая как наибольшая линейная скорость перемещения электронного пятна (следа электронного луча), при которой информация еще может быть воспроизведена на экране или записана на мишени. Для приемных трубок максимальную скорость записи обычно оценивают по заданной плотности почернения эмульсии, на которой фотографируется изображение, создаваемое электронным лучом, пробегающим по экрану трубки. Скорость записи измеряется в километрах на секунду.

Для большинства электронно-лучевых приборов одной из основных характеристик является качество изображения, формируемое электронным лучом на экране, или способность электронно-лучевой трубки к правильной (без существенных потерь или искажений) передаче информации. В настоящее время качество изображения часто контрастно-частотной характериоценивают стикой (КЧХ), которая связывает контраст между самыми темными и светлыми местами в изображении полосатой миры с частотой штрихов этой миры. Иными словами, контрастно-частотной характеристикой называется зависимость (представленная в виде графика) контраста, глубины модуляции сигнала или яркости на мелких деталях изображения от геометрических размеров этих деталей. Обычно частотно-контрастную характеристику представляют в виде зависимости

$$T = f(N), \tag{8.3}$$

где T — коэффициент передачи контраста (минимальный контраст, при котором соседние штрихи испытательной миры еще видны раздельно); N — число штрихов испытательной миры, приходящихся на 1 мм линейного размера.

Важной особенностью метода контрастно-частотных характеристик является возможность оценки качества изображения с учетом вклада отдельных элементов электронно-лучевого прибора (например, электронного прожектора, отклоняющей системы и экрана) в окончательное изображение. Эта возможность объясняется тем, что суммарная контрастно-частотная характеристика прибора получается простым перемножением КЧХ отдельных элементов.

В большинстве видов электронно-лучевых приборов можно выделить три основных элемента: 1) электронный прожектор (электронную пушку), создающий электронный луч; 2) отклоняющие системы, перемещающие электронный луч в пространстве; 3) экран или мишень, являющийся приемником электроновлуча.

§ 8.2. Электронный прожектор

Электронным прожектором называют конструктивный узел электронно-лучевого прибора, состоящий из катода и одного или более электродов, предназначенный для формирования электронного пучка или луча*. Кроме основного назначения — создания одного сфокусированного пучка электронов (электронного луча) - в прожекторе обычно предусматривается возможность управления током луча в широких пределах: от нуля (запирание прожектора) до максимального значения, определяемого назначением и особенностями конкретного прибора, в котором используется прожектор. Электронные прожекторы могут иметь сильно различающиеся параметры и конструктивные особенности. Например, напряжение, ускоряющее электроны, может изменяться от нескольких сотен вольт в небольших осциллографических трубках до десятков киловольт в проекционных кинескопах, а ток луча — от долей микроампера в некоторых передающих телевизионных трубках до нескольких миллиампер в кинескопах с большим экраном.

Как указывалось, электронный прожектор, создающий сфокусированный пучок электронов (электронный луч), состоит из источника электронов — катода и системы электродов с потенциалами, отличными от потенциала катода. Система электродов создает электрическое поле, ускоряющее и фокусирующее электроны, испускаемые катодом. Кроме того, один из электродов прожектора выполняет функцию, аналогичную функции управляющей сетки электронной лампы, управляет током луча. Поскольку в большинстве электронно-лучевых приборов луч имеет круглое сечение, для фокусировки электронов используются поля, обладающие осевой симметрией.

Принципиально возможно сфокусировать электроны, испускаемые катодом, с помощью одной электронной линзы (рис. 8.1, *a*). При этом в плоскости приемника (экрана) создается изображение катода.

Используем теорему Лагранжа — Гельмгольца [см. выражение (1.118)]:

$$r_1 n_1 \operatorname{tg} \gamma_1 = r_2 n_2 \operatorname{tg} \gamma_2$$
.

Заменяя n_1 , n_2 через $\sqrt{U_1}$, $\sqrt{U_2}$ (U_1 , U_2 — соответственно потенциалы в прикатодной и в области изображения) и tg γ_1 , tg γ_2 — через γ_1 , γ_2 (ограничиваясь малыми углами), можно оценить величину изображения катода:

$$r_2 \approx \frac{r_1 \sqrt{U_1} \gamma_1}{\sqrt{U_2} \gamma_2}$$
 (8.4)

^{*} Наряду с термином «электронный прожектор» пользуются термином «электронная пушка», хотя в настоящее время электронной пушкой чаще называют систему, формирующую интенсивный пучок (см. § 2.3).

Выражение (8.4) показывает, что уменьшения сечения луча в плоскости приємника (уменьшения r_2) можно достигнуть, уменьшая размер катода r_1 , потенциал в прикатодной области U_1 и апертурный (угол γ_1 со стороны катода. Однако уменьшение числителя выражения (8.4) практически трудно выполнимо: эмиссионная способность катода не может быть сколь угодно большой и, чтобы получить необходимый для нормальной работы прибора ток луча, приходится использовать катод со сравнительно большой эмиттирующей поверхностью. Снижение потенциала в прикатодной области нецелесообразно



Рис. 8.1. Оптическая схема электронного прожектора с одной линзой

по двум причинам: 1) чем ниже потенциал, тем сильнее сказывается влияние начальных скоростей электронов, тем больше хроматическая аберрация линзы; 2) чем медленнее электроны, тем значительнее действие пространственного заряда, приводящее к расширению пучка за счет сил кулоновского расталкивания электронов.

Уменьшение апертурного угла со стороны катода приводит к уменьшению тока луча, так как чем меньше угол ү1, тем относительно меньшая доля электронов, эмиттируемых поверхностью катода, пройдет в отверстие апертурной диафрагмы.

Величину изображения катода можно уменьшить, увеличивая знаменатель выражения (8.4). Повышение потенциала в области изображения возможно лишь до определенной величины, лимитируемой электрической прочностью прибора, а также необходимостью иметь не слишком малую чувствительность при отклонении электро::ного луча (см. § 8.3). Увеличение угла γ_2 потребовало бы уменьшения расстояния от линзы до экрана (рис. 8.1, 6), что опять практически нецелесообразно, так как, во-первых, между фокусирующей системой и экраном необходимо иметь достаточное место для размещения отклоняющих элементов и, во-вторых, чувствительность к отклонению в случае приближения отклоняющих элементов к экрану резко снижается.

Приведенные соображения показывают, что электронный прожектор с одной линзой не может обеспечить формирование пучка малого сечения в плоскости приемника при выполнении требований получения не слишком малых значений тока пучка и чувствительности отклоняющих систем. Поэтому электронные прожекторы, построенные по однолинзовой оптической схеме, не получили распространения.

Большинство прожекторов современных электронно-лучевых при-

боров строят по двухлинзовой оптической схеме (рис. 8.2). Применяя в качестве первой сильную (короткофокусную) линзу, можно получить достаточно большой угол γ_2 и, следовательно, уменьшенное изображение катода. Кроме того, вторую сравнительно слабую линзу следует настроить так, чтобы на экране получилось изображение наименьшего сечения пучка, образующегося между первой линзой и создаваемым ею изображением катода. Использование двухлинзовой оптической схемы позволяет сравнительно просто получать в плоскости



Рис. 8.2. Оптическая схема электронного прожектора с двумя линзами

приемника электронов сечение луча с радиусом порядка 0,1 мм при радиусе эмиттирующей поверхности катода более 0,5 мм.

Примерный вид траекторий электронов в электронном прожекторе, построенном на двухлинзовой оптической схеме, приведен на рис. 8.3.

Первая линза прожектора, кроме фокусировки, должна ускорять электроны, т. е. поле этой линзы должно доходить до поверхности

катода и подхватывать электроны, испускаемые катодом. Таким образом, катод оказывается как бы «погруженным» в поле первой линзы; первая линза с оптической точки зрения является и м м е р с ио н н ы м о бъект и в о м. Поскольку первая линза должна создавать поле, ускоряющее электроны в прикатодной области, очевидно, она принципиально должна быть электростатической. Вторая линза прожектора может быть электростатической или магнитной. В соответствии с этим рассматривают прожекторы с электростатической фокусировкой, построенные по оптической схеме иммерсионный объектив + иммерсионная линза или иммерсионный объектив + одиночная линза, и прожекторы с магнитной фокусировкой, построенные по схеме иммерсионный объектив (электростатический) + магнитная линза.



Рис. 8.3. Траектории электронов в электронном прожекторе

В некоторых типах электронно-лучевых приборов, например в большинстве кинескопов с большими экранами, прожектор строят по трехлинзовой оптической схеме иммерсионный объектив + иммерсионная линза + одиночная линза. Применение промежуточной иммерсионной линзы между иммерсионным объективом и главной фокусирующей линзой позволяет уменьшить угол расхождения пучка и его сечение при входе в главную линзу, что приводит к уменьшению

абер раций главной линзы и, как следствие, к уменьшению сечения пучка в плоскости экрана.

Таким образом. использование двух- или трехлинзовой оптической схемы позволяет строить электронные прожекторы, достаточно хорошо требованиям. **VЛОВЛЕТВОДЯЮЩИЕ** предъявляемым к электронно-лучевым приборам различного назначе-Отличительной особенностью ния. таких прожекторов является то. что сечение пучка в плоскости приемника определяется не величиной эмиттирующей поверхности катода, а ра-



Рис. 8.4. Картина поля в прикатодной области электронного прожектора

диусом скрещения (кроссовера) и аберрациями линз, отображающих скрещение на экране. Расчет электронного прожектора с учетом аббераций линз и действия пространственного заряда может быть выполнен с помощью ЭВМ. Однако, введя некоторые упрощения, можно найти приближенные формулы, анализ которых позволяет получить представление о формировании кроссовера.

Рассмотрим картину электростатического поля в прикатодной области электронного прожектора (рис. 8.4). Это поле формируется тремя электродами — катодом *K* (потенциал которого принимают равным нулю), диафрагмой (модулятором) *M* с небольшим отрицательным потенциалом и положительно заряженным электродом *A* — первым анодом или ускоряющим электродом. Для получения луча круглого сечения необходимо поле, обладающее осевой симметрией; иными словами, все электроды прожектора должны быть соосными телами вращения.

Если бы электроны покидали катод без начальных скоростей, то они уходили бы от катода по траекториям, близким (у катода) к силовым линиям поля. Такие траектории изображены на рис. 8.4 пунктирными линиями. Очевидно, в плоскости скрещения эти траектории пересекаются в точке O: радиус скрещения, образованного электронами, покидающими катод с нулевыми начальными скоростями, теоретически равен нулю. Однако электроны, покидающие катод, обладают начальными скоростями v_0 , величину которых удобно оценить эквивалентной разностью потенциалов u_0 , используя закон сохранения энергии:

$$\frac{mv_0^2}{2} = 2kT = eu_0, \tag{8.5}$$

319

где k — постоянная Больцмана (1,38 · 10⁻²³ Дж/град); Т — абсолютная температура катода, К.

Отсюда

$$u_0 = \frac{2kT}{e}.$$
 (8.6)

При температуре катода 1000 К (нормальная рабочая температура оксидного катода) $u_0 \approx 0,17$ В. Наличие начальных скоростей приводит к тому, что реальные траектории электронов в зависимости от направления начальной скорости пересекают ось ближе или дальше точки О. При этом в плоскости, проходящей через точку О, траектории лежат внутри круга с радиусом r_c . Очевидно, величина r_c и является радиусом скрещения.

Для определения радиуса скрещения воспользуемся теоремой Лагранжа — Гельмгольца [см. выражение (1.118)]. Поскольку в рассматриваемом случае один из апертурных углов (со стороны катода) может изменяться от 0 до 90°, уравнение Лагранжа — Гельмгольца целесообразно представить в виде

$$r_{\rm B}n_1\sin\gamma_1 = r_{\rm B}n_2\sin\gamma_2, \qquad (8.7)$$

где $r_{\rm R}$ и $r_{\rm H}$ — радиус катода и изображения; n_1 и n_2 — показатели преломления со стороны катода и изображения; γ_1 и γ_2 — апертурные углы.

Формирование скрещения электронных траекторий показано на рис. 8.5, из которого видно, что радиус скрещения

$$r_{\rm c} = b \, \mathrm{tg} \, \gamma_2. \tag{8.8}$$

С другой стороны, радиус изображения

$$\mathbf{r}_{\mathbf{n}} = b \, \mathrm{tg} \,\theta. \tag{8.9}$$

Ограничиваясь малыми углами, можно приближенно считать sinγ₂ ≈ tgγ₂. Тогда

$$r_{\rm c} = b \sin \gamma_2. \tag{8.10}$$

Используя теорему Лагранжа — Гельмгольца (8.7), получим

$$r_{\rm c} = \frac{r_{\rm R} n_1 \sin \gamma_1}{n_2 \, \mathrm{tg} \, \theta} \,. \tag{8.11}$$

В вы ражении (8.11) показатель преломления n_1 в плоскости объекта (катода) равен $\sqrt{u_0}$.

Потенциал в плоскости скрещения обычно близок к потенциалу в плоскости изображения, поэтому приближенно можно считать $U_{\rm H} \approx \omega_{\rm o}$ и $n_2 = \sqrt{U_{\rm o}}$. Таким образом, радиус наименьшего сечения луча (скрещения)

$$r_{\rm c} = \frac{r_{\rm H}}{{\rm tg}\,\theta} \, \sqrt{\frac{u_0}{U_{\rm c}}} \sin\gamma_1. \tag{8.12}$$

Поскольку направление начальных скоростей равновероятно во всем интервале γ_1 от 0 до 90°, максимальное значение $\sin\gamma_1$ равно

þ

единице и максимальный радиус скрещения для пучка электронов с начальными энергиями *еи*₀:

$$r_{\rm c} = a \sqrt{u_0/U_{\rm c}}$$
, (8.13)

 $r_{\rm R} = r_{\rm R}/{
m tg}\theta$ — расстояние от поверхности катода до плоскости скрещения.

Выражение (8.13) показывает, что в первом приближении радиус скрещения не зависит от площади эмиттирующей поверхности като-

да и определяется только отношением начальной энергии электронов к энергии электронов в области скрещения.

Если бы все электроны. эмиттируемые катодом, имели одинаковую начальную энергию еио, то скрещение представляло бы кружок с резкой границей. Но реально электпокидающие катод, роны, имеют максвелловское распределение скоростей. Поэтому (8.13) следует рассматриуравнение вать как ДЛЯ определения радиуса скрещения, образованного группой



Рис. 8.5. Формирование скрещения электронных траекторий

электронов, имеющих начальную энергию еи, и покидающих капараллельно его поверхности. Очевидно, все электроны. тод имеющие энергии, или направление меньшие eu_0 , начальной скорости, отличное от перпендикулярного оси, пересекут плоскость скрещения внутри круга с радиусом г.. Электроны, имеющие большие начальные энергии, пересекут плоскость скрещения уже вне круга с указанным радиусом. Иными словами, каждой группе электронов с одинаковыми начальными энергиями будет соответствовать свой круг в плоскости скрещения, и чем больше начальная энергия, тем больший радиус будет иметь этот круг.

Приведенные рассуждения показывают, что понятие «радиус скрещения» становится условным, так как среди всех электронов, эмиттированных катодом, всегда найдутся электроны с начальной скоростью, значительно превышающей величину $\sqrt{\frac{2e}{m}} u_0$. Однако доля быстрых электронов в электронном потоке будет уменьшаться с увеличением начальной скорости согласно максвелловскому закону распределения скоростей. Это приведет к тому, что плотность электронного потока в плоскости скрещения будет неодинаковой — наибольшее значение плотности будет на оси системы, а по мере удаления от оси плотность будет экспоненциально убывать. Поэтому величину скрещения можно условно оценить радиусом окружности, вдоль которой плотность тока составляет малую часть (не более 0,1) плотности тока на оси.

Для оценки величины скрещения необходимо знать распределение плотности тока в скрещении в зависимости от расстояния от оси. Согласно закону Максвелла, число N электронов, вылетающих в единицу времени с 1 см² поверхности катода нормально к ней, приходящихся на единицу телесного угла и обладающих начальной энергией от *eu* до e(u + du), равно

$$N(u) du = N_0 \frac{eu}{kT} e^{-\frac{eu}{kT}} d\left(\frac{eu}{kT}\right).$$
(8.14)

Здесь N₀ — число электронов всех возможных энергий, эмиттируемых катодом в единицу времени с 1 см² своей поверхности нормально

к ней, в единице телесного угла; k постоянная Больцмана; T— абсолютная температура катода.

Величину N₀ можно определить по плотности эмиссионного тока катода:

$$J_{\rm B} = \pi e N_0. \tag{8.15}$$

Если предположить, что испускание электронов катодом подчиняется закону Ламберта (что подтверждено экспериментально), т. е. допустить, что ток электронов в любом направлении пропорционален косинусу между нормалью

к поверхности катода и данным направлением, то ток в телесном угле от γ до $\gamma + d\gamma$ будет равен

$$dI_{\gamma} = 2\pi A N e \sin\gamma \cos\gamma d\gamma, \qquad (8.16)$$

где A — площадь эмиттирующей поверхности.

+dr.

Рассмотрим кольцевую зону в плоскости скрещения, заключенную между окружностями с радиусами r_e и $r_e + dr_e$ (рис. 8.6).

Этой кольцевой зоне соответствуют углы γ_1 и $\gamma_1 + d\gamma_1$. Тогда согласно выражению (8.16) сквозь кольцевую зону будет проходить ток

$$dI\gamma_1 = 2\pi A N_1 e \sin \gamma_1 \cos \gamma_1 d\gamma_1,$$

где N_1 — число электронов, эмиттируемых катодом с энергиями от eu_0 до $e(u_0 + du_0)$.

Плотность тока в кольцевой зоне

$$J_{r_1} = \frac{dI\gamma_1}{d\left(\pi r_c^2\right)} = \frac{AN_1 e\sin\gamma_1\cos\gamma_1 d\gamma_1}{2r_0 dr_0}.$$
 (8.17)

Определим r_edr_c из (8.12) и подставим (8.17). Тогда

$$J_{r_1} = \frac{AN_1 e U_0}{a^2 u_0} \,. \tag{8.18}$$

Уравнение (8.18) показывает, что в кольцевой зоне плотность тока, создаваемого электронами с энергиями от eu_0 до $e(u_0 + du_0)$, не зависит от угла вылета электронов γ .



322

Для определения полной плотности тока в плоскости скрещения необходимо просуммировать плотности токов всех скрещений, образуемых электронами с энергиями, большими еи, (при этом предполагается, что все скрещения формируются в одной плоскости). Тогда с учетом максвелловского распределения скоростей получим

$$J_r = \frac{Ae}{a^2} \int_{u_0}^{\infty} \frac{U_c}{u_0} N(u_0) du_0.$$
 (8.19)

Выразим и₀ из выражения (8.13), подставим в соотношение (8.19) и произведем интегрирование:

$$J_r = AN_v e \, \frac{1}{a^2} \left(1 \, + \, \frac{eU_c}{kT} \right) \, e^{-\frac{eU_c}{kT} \frac{r^2}{a^3}}.$$
 (8.20)

Как видно из формулы (8.13), радиус скрещения тем меньше, чем выше потенциал плоскости скрещения. Практически скрещение формируется при потенциале не ниже нескольких сотен вольт. Считая, что используется катод с рабочей температурой 1000 К, оценим величину $\frac{eU_c}{bT}$:

$$\frac{10^3 \text{ sB} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{Дж/sB}}{1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/град} \cdot 10^3 \text{ град}} \approx 1.2 \cdot 10^3 \gg 1.$$

На основании проведенной оценки выражение (8.20) можно упростить:

$$J = J_0 e^{-r^3/x^3}, (8.21)$$

где $J_0 = AN_0 \frac{e^2}{a_2} \frac{U_c}{kT}$ — плотность тока в центре скрещения (r = 0); $x^2 = \frac{a^2kT}{eU_c}$ — постоянная для заданных условий работы электронного прожектора.

Плотность тока в центре скрещения Јо связана с плотностью эмиссионного тока катода Ј_н уравнением Ленгмюра:

$$J_0 = J_{\rm R} \left(\frac{eU_{\rm c}}{kT} + 1 \right) \sin^2 \theta, \qquad (8.22)$$

которое может быть получено из (8.20) при замене a^2 на $r_u^2/\sin^2\theta$ (считая для малых углов sin $\theta \approx tg\theta$) и подстановке N_0 из формулы (8.15).

Из выражения (8.22) следует, что увеличения плотности тока в центре скрещения можно достигнуть за счет увеличения удельной эмиссии катода при одновременном снижении его рабочей температуры. Очевидно, при использовании термокатодов указанные требования являются противоречащими друг другу, так как снижение температуры катода неизбежно приводит к падению плотности эмиссионного тока.

С помощью приведенных формул можно приближенно оценить параметры скрещения — плотность тока в центре скрещения (на оси) и радиус скрещения (на заданном уровне плотности тока). Так, например, для оксидного катода с $T_{\rm pa6} = 1000$ К, считая границей скрещения окружность, вдоль которой плотность тока составляет 0,1 плотности тока на оси, и предполагая, что кроссовер формируется при напряжении 1 кВ, получим радиус скрещения меньше 10 мкм.

Экспериментальная проверка приближенных выражений для радиуса скрещения и плотности тока на оси представляет значительные трудности, однако, используя косвенные методы (анализ изображения кроссовера), можно приближенно оценить параметры реального скрещения. Такой анализ показывает, что условный радиус кроссовера (на уровне 0,1) в несколько раз больше рассчитанного (20 — 50 мкм), а плотность тока на оси — в несколько раз меньше рассчитанной.

Указанные расхождения объясняются главным образом влиянием пространственного заряда электронов на поле в прикатодной области и аберрациями иммерсионного объектива. Поэтому в настоящее время при проектировании электронных прожекторов широко используют более точный расчет иммерсионного объектива, выполняемый с помощью ЭВМ. При этом вблизи катода решают самосогласованную задачу, т. е. вычисляют поле, определяемое не только геометрическими соотношениями и потенциалами внешних электродов, но также пространственным зарядом электронов пучка. После нахождения поля вычисляют траектории с учетом аберраций фокусирующей системы. При этом возможно либо по полученной картине поля вычислить коэффициенты аберраций третьего (а иногда и пятого) порядка и найти траектории с учетом аберраций, либо вычислить траектории по рассчитанному полю, учитывая все виды аберраций. Траекторный анализ, выполненный на ЭВМ, позволяет с высокой степенью точности определить основные параметры пучка — условный радиус в любом сечении (в том числе и в кроссовере), распределение плотности тока, максимальную (осевую) плотность тока и др.

Как было указано, в прожекторе электронно-лучевого прибора обычно предусматривается возможность изменения тока луча (точнее тока катода) в широких пределах — от нуля (запирание прожектора) до максимального значения, определяемого назначением прибора. Управление током катода аналогично сеточному управлению в электронных лампах целесообразно осуществлять изменением электростатического поля вблизи катода, т. е. в области, где скорости электронов невелики и небольшое изменение поля может заметно изменить характер движения электронов, их траектории. Кроме того, желательно управлять током луча без затраты мощности.

Поскольку катод прожектора «погружен» в поле иммерсионного объектива, очевидно, управлять током катода (а следовательно, и током луча) удобно, изменяя поле иммерсионного объектива, что проще всего осуществляется изменением потенциала, ближайшего к катоду электрода.

В большинстве прожекторов электронно-лучевых приборов поле в прикатодной области определяется конфигурацией, взаимным расположением и потенциалами трех электродов — катода с потенциалом
$U_{\rm R}$, диафратмы с круглым отверстием (модулятора), имеющего небольшой отрицательный относительно катода потенциал $U_{\rm M}$, и анода или ускоряющего электрода (цилиндра или диска с круглым отверстием), обладающего высоким положительным потенциалом $U_{\rm a}$, а также собственным пространственным зарядом электронов, испускаемых катодом.

Изменение потенциала модулятора существенно влияет на поле в прикатодной области и, как следствие, на величину тока катода (и тока луча). Так как потенциал модулятора отрицателен относительно катода, ток в цепи модулятора практически равен нулю, т. е. управление осуществляется без затраты мощности. Таким образом, модулятор является аналогом управляющей сетки электронной лампы. Но в отличие от электронных ламп модулятор кроме регулирования тока луча (точнее, тока катода) принимает участие в формировании фокусирующего поля иммерсионного объектива, т. е. изменение потенциала модулятора влечет за собой изменение оптических свойств первой линзы. Изменение потенциала модулятора изменяет фокусное расстояние первой линзы, в результате чего изменяется положение плоскости скрещения; повышение потенциала модулятора приводит к удалению плоскости скрещения от катода.

Поскольку влияние потенциала модулятора на поле в прикатодной области аналогично действию напряжения управляющей сетки триода, можно предположить, что зависимость тока катода электронного прожектора от потенциала модулятора по аналогии с электронными лампами будет описываться известным уравнением закона степени трех вторых. Однако опыт показывает, что изменение тока катода прожектора при изменении потенциала модулятора, даже в самом грубом приближении, заметно отличается от закона степени трех вторых. Этому можно дать следующее объяснение.

При выводе уравнения закона степени трех вторых для электронных ламп предполагается, что электроны могут уходить со всей поверхности катода, нагретой до рабочей температуры, т. е. площадь рабочей поверхности катода равна площади его геометрической поверхности. Изменение тока катода при изменении напряжения управляющей сетки объясняется изменением поля у всей поверхности катода. Запирание электронной лампы наступает при создании у всей рабочей поверхности катода тормозящего поля. Иными словами, при выводе уравнения закона степени трех вторых предполагается, что у поверхности катода действует только дальнее, усредненное поле сетки.

При рассмотрении работы электронного прожектора, где роль управляющей сетки играет модулятор, поле у поверхности катода нельзя считать дальним, даже в самом грубом приближении. При отрицательном относительно катода потенциале модулятора у значительной поверхности катода поле будет тормозящим, электроны смогут уходить только с небольшой центральной области катода, где еще имеется положительный градиент потенциала. В этом случае площадь рабочей поверхности катода будет намного меньше площади его геометрической поверхности. С приближением к напряжению запирания рабочая область катода стягивается в точку и при запирании у всей поверхности катода создается тормозящее поле. Изменение поля у поверхности катода при изменении потенциала модулятора схематически показано на рис. 8.7. Как видно из рисунка, только при потенциале модулятора, близком к нулю или выше нуля, поле у поверхности катода становится более или менее однородным. Режим $U_{\rm M} >$ $> U_{\rm R}$ принципиально возможен, но практически не используется из-за ответвления большой части электронного тока на модулятор и, как



Рис. 8.7. Изменение поля у поверхности катода при изменении потенциала модулятора

следствие, бесполезной перегрузки катода. Кроме того, при близко расположенном к катоду и положительно заряженном модуляторе легко наступает режим насыщения, управление током катода становится малоэффективным.

Изменение рабочей поверхности катода при изменении напряжения модулятора приводит к более быстрому росту тока катода прожектора с уменьшением (по абсолютной величине) напряжения модулятора. Вследствие этого зависимость тока катода прожектора от напряжения модулятора (модуляционная характеристика) описывается показательной функцией с показателем степени, большим 3/2, причем показатель степени можно считать постоянным лишь в малом диапазоне изменения напряжения модулятора.

Для описания зависимости тока катода (или луча) от напряжения модулятора были предложены различные приближенные аналитические и полуэмпирические соотношения. В частности, для электронных прожекторов с диафрагмированием пучка и отношением расстояния катод — модулятор к радиусу отверстия диафрагмы модулятора 0,7 $\leq (d_{\rm KM}/R_{\rm M}) \leq 1,1$ удовлетворительное совпадение (в средней час-

ти модуляционной характеристики) с экспериментом получается при расчете тока катода по формуле Е. Гундерта:

$$I_{\rm R} = k \, \frac{(U_{\rm M} - U_{\rm M0})^{5/2}}{|U_{\rm M0}|}, \qquad (8.23)$$

где k — коэффициент, принимающий значение 2,3—2,8 мкА/В^{3/2} для прожекторов разных конструкций; $U_{\rm м0}$ — запирающее напряжение модулятора (напряжение модулятора, с приближением к которому $I_{\rm K} \rightarrow 0$).

Для электронных прожекторов без ограничивающих пучок диафрагм Х. Моссом была предложена формула

$$I_{\rm R} = k \, \frac{(U_{\rm M} - U_{\rm M0})^{7/2}}{U_{\rm M0}^2} \,, \tag{8.24}$$

где $k \approx 3$ мк $A/B^{3/2}$.

В общем случае зависимость тока катода от напряжения модулятора прожектора может быть описана выражением

$$I_{\rm H} = k \left(\frac{U_{\rm M} - U_{\rm M0}}{U_{\rm M0}} \right)^{\gamma} \mid U_{\rm M0} \mid^{3/2}, \qquad (8.25)$$

причем показатель степени у зависит от напряжения модулятора (точнее, от тока катода): вблизи запирания у $\approx 2,5$, при напряжении модулятора, близком к нулю, у $\approx 3,5$.

Величина запирающего напряжения модулятора U_0 зависит от геометрических соотношений системы электродов прожектора: расстояний катод — модулятор $d_{\rm KM}$ и модулятор — анод $d_{\rm Ma}$, радиуса отверстия диафрагмы модулятора $R_{\rm M}$, толщины диафрагмы модулятора $\delta_{\rm M}$ и анодного напряжения $U_{\rm a}$. Для расчета величины $U_{\rm M0}$ в вольтах были предложены полуэмпирические соотношения, в частности формула М. Гейне:

$$U_{\rm M0} = 3.4 \cdot 10^{-2} \frac{(2R_{\rm M} - \delta_{\rm M})^2}{d_{\rm KM} d_{\rm MB}} U_{\rm a},$$

дающая удовлетворительную точность при $d_{\rm KM}/R_{\rm M} > 1$.

Более точный расчет токовых характеристик электронного прожектора может быть выполнен с помощью ЭВМ по одному из разработанных в настоящее время методов. Хорошее совпадение с экспериментом дает, в частности, метод В. В. Цыганенко, который можно назвать методом функций влияния. Согласно этому методу, расчет электростатического поля в прикатодной области иммерсионного объектива проводят в такой последовательности. Предполагают, что электростатический потенциал в любой точке замкнутой области, определяемой системой электродов, можно представить в виде

$$U(z, r) = \sum_{i=1}^{n} \varphi_i(z, r) U_i, \qquad (8.26)$$

где U_i — потенциал *i*-го электрода.

Функции $\varphi_i(z, r)$ — так называемые φ_j н к ций в лия ния определяют потенциал в точке (z, r) при потенциале *i*-го электрода $U_i = 1$ и потенциале остальных электродов $U_j = 0$ $(j \neq i)$:

$$U(z, r)_{U_i=1} = \varphi_i(z, r); \quad U_j = 0.$$
 (8.27)

Функции влияния связаны соотношением

$$\sum_{i=1}^{n} \varphi_i(z, r) = 1.$$
 (8.28)

Дифференцируя выражение (8.28) по координатам z, r, получим

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{\partial \varphi_i(z, r)}{\partial z} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial \varphi_i(z, r)}{\partial r} = 0.$$
 (8.29)

Применим приведенные соотношения к системе катод — модулятор — анод (рис. 8.8), выбрав начало отсчета потенциала на поверхности модулятора, т. е. положив $U_{\rm M} = 0$. Тогда потенциал в любой точке междуэлектродного пространства будет равен

$$U(z, r) = U_{\rm R} \varphi_{\rm R}(z, r) + U_{\rm R} \varphi_{\rm a}(z, r), \qquad (8.30)$$

где U_{κ} и U_{a} — потенциалы катода и анода; ϕ_{κ} и ϕ_{a} — функции влияния катода и анода.

Градиент потенциала на поверхности катода (z = 0) можно представить в виде

$$E_{z}(r) = (U_{R} - U_{Rr}) \varphi_{K}(0, r), \qquad (8 31)$$

где

$$U_{\rm Br} = -\frac{\varphi_{\rm a}^{\prime}(0,r)}{\varphi_{\rm K}^{\prime}(0,r)} U_{\rm a}, \qquad (8.32)$$

$$\varphi'_{\rm R}(0,r) = \frac{\partial \varphi(z,r)}{\partial z}\Big|_{z=0}.$$
(8.33)

Если пренебречь начальными скоростями электронов, эмиттируемых катодом, то, очевидно, ток будет отбираться только с той части поверхности катода, у которой градиент потенциала $E_z(r) > 0$.

Рис. 8.8. Система катод – модулятор – анод

При этом радиус рабочей поверхности катода может быть найден из решения трансцендентного уравнения

$$U_{\rm R} = -\frac{\varphi_{\rm a}^{\prime}(0,r)}{\varphi_{\rm k}^{\prime}(0,r)} U_{\rm a}. \tag{8.34}$$

Из сопоставления выражений (8.32) и (8.34) следует, что величина $U_{\rm Kr}$ определяет потенциал катода, при котором радиус его рабочей поверхности равен r. Случай $E_z(r) = 0$ соответствует запиранию прожектора. Запирающее напряжение равно:

4

$$U_{\rm k0} = \frac{\varphi_{\rm a}^{\prime}(0,0)}{\varphi_{\rm k}^{\prime}(0,0)} U_{\rm a} = -D_{\rm k}U_{\rm a}, \qquad (8.35)$$

при обычной (сеточной) модуляции

$$U_{\rm M0} = -\frac{\varphi_{\rm a}^{\prime}(0,0)}{\varphi_{\rm m}^{\prime}(0,0)} U_{\rm a} = -D_{\rm M}U_{\rm a}.$$
 (8.36)

Величины $D_{\rm R}$ и $D_{\rm M}$ в выражениях (8.35) и (8.36) имеют смысл проницаемости при управлении током катода изменением напряжений катода (катодная модуляция) и модулятора (сеточная модуляция).

Для расчета тока катода (в режиме ограничения тока пространственным зарядом) используют решение уравнения Пуассона (2.46)

$$\frac{d^{2}}{dz^{2}}U(z, r) = \frac{J(r)}{\sum_{0} \sqrt{\frac{2e}{m}} U^{1/2}(z, r)}, \qquad (8.37)$$

где J(r) — плотность тока на элементарном участке катода с координатами (0, r).

Предполагая, что потенциал в прикатодной области линейно зависит от координаты z:

$$U(z, r) = E(0, r) z,$$
 (8.38)

и вводя понятие действующего (эффективного) потенциала U_д:

$$U_{\rm m} = \frac{U_{\rm M} \varphi_{\rm M}^{\prime} \quad (0,r) + U_{\rm a} \varphi_{\rm a}^{\prime} \quad (0,r)}{\varphi_{\rm K}^{\prime} \quad (0,r)} , \qquad (8.39)$$

найдем напряженность поля у поверхности катода:

$$E(0, r) = U_{\mu} \varphi'_{\kappa}(0, r).$$
(8.40)

Решение уравнения (8.37) с граничными условиями

$$U(z, r)|_{z=0} = 0, \quad \frac{dU}{dz}|_{z=0} = 0,$$
$$U(z, r)|_{z=\frac{1}{\varphi_{K}(0, r)}} = U_{\pi}$$

имеет вид

$$U(z, r) = E(0, r) \left[\varphi_{\kappa}'(0, r)\right]^{1/3} z^{4/3}, \qquad (8.41)$$

и для плотности тока элементарного участка катода получается выражение

$$J(r) = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} E^{3/2}(0, r) [\phi_{\kappa}^{'}(0, r)]^{1/2}. \qquad (8.42)$$

329

Полный ток находят интегрированием уравнения (8.42) в пределах от 0 до *r* [*r* — радиус рабочей поверхности катода, определяемый из выражения (8.34)]:

$$I = 2\pi \int_{0}^{r} J(r) r dr. \qquad (8.43)$$

Таким образом, аналитический расчет распределения потенциала и токовых характеристик электронного прожектора может быть выполнен путем нахождения функций влияния φ_i и их производных φ_i' , а также использования приведенных соотношений для U(z, r), запирающего напряжения и тока катода.

При современном состоянии вычислительной техники достаточно точный расчет электронного прожектора может быть выполнен на ЭВМ с небольшой затратой машинного времени.

Однако при разработке новых систем электронных прожекторов или модификации существующих желательно иметь простые приближенные соотношения, позволяющие оценить основные параметры прожектора до проведения полного расчета с помощью ЭВМ. На основании анализа результатов, полученных с помощью ЭВМ, можно предложить ряд аппроксимаций основных соотношений и получить простые расчетные формулы для предварительных расчетов характеристик и параметров электронного прожектора.

Если предположить, что при равенстве потенциалов модулятора и катода радиус рабочей поверхности катода равен радиусу отверстия диафрагмы модулятора (что подтверждено экспериментально), то

$$\varphi'_{a}(0, r_{\kappa \max}) \approx \varphi'_{a}(0, R_{M}) = 0,$$
 (8.44)

$$-\phi_{\rm K}'(0, R_{\rm M}) \approx 0.75 \frac{1+0.2 \frac{d_{\rm KM}}{R_{\rm M}}}{d_{\rm KM}} = -\phi_{\rm M}'(0, R_{\rm M}),$$
 (8.45)

а функции фа (0, r) и фк (0, r) будут описываться выражениями

$$\varphi'_{a}(0, r) = \varphi'_{a}(0, 0) \left[1 - a \left(\frac{r}{R_{M}}\right)^{2}\right],$$
 (8.46)

$$\varphi'_{\kappa}(0, r) = \varphi'_{\kappa}(0, 0) \left[1 + a \left(\frac{r}{R_{M}} \right)^{2} \right],$$
 (8.47)

где

$$a = \frac{0.75 \left(1 + 0.2 \frac{d_{\rm KM}}{R_{\rm M}}\right)}{d_{\rm KM} q'_{\rm K} (0,0)} - 1$$
(8.48)

И

$$\varphi_{\rm K}'(0, 0) = -\frac{1}{2\pi d_{\rm RM}} \left[\arctan \frac{d_{\rm RM}}{R_{\rm M}} + \frac{d_{\rm RM}/R_{\rm M}}{1 + \left(\frac{d_{\rm RM}}{R_{\rm M}}\right)^2} \right] = -\frac{1}{d_{\rm RM}} f\left(\frac{d_{\rm RM}}{R_{\rm M}}\right).$$
(8.49)

330

• Функция

4

$$f\left(\frac{d_{\rm KM}}{R_{\rm M}}\right) = \frac{2}{\pi} \left[\arctan \frac{d_{\rm KM}}{R_{\rm M}} + \frac{d_{\rm KM}/R_{\rm M}}{1 + \left(\frac{d_{\rm KM}}{R_{\rm M}}\right)^2} \right]$$
(8.50)

определяется только геометрическими соотношениями электронного прожектора и входит во многие расчетные формулы. График этой функции представлен на рис. 8.9.

На основании приведенных аппроксимаций можно получить прибливыражения, позволяющие женные достаточно просто рассчитать характеристики электронного прожектора. Более компактные формулы получаются при выборе начала отсчета потенциала на модуляторе $(U_{\rm M} = 0, \, {\rm катодная} \, {\rm модуляция}).$ Поскольку в реальных прожекторах толщина диафрагмы модулятора δ_м часто оказывается соизмеримой с расстоянием катод — модулятор $d_{\rm KM}$, необходимо ввести поправку на толщину диафрагмы.

С учетом толщины диафрагмы запирающее напряжение катода

$$U_{\rm R 0} = \frac{\pi}{4} \frac{R_{\rm M}}{d_{\rm Ma}} \left[1 - f\left(\frac{d_{\rm KM} + \delta_{\rm M}}{R_{\rm M}}\right) \right] U_{\rm a},$$
(8.51)
где $f\left(\frac{d_{\rm KM} + \delta_{\rm M}}{R_{\rm M}}\right) -$ функция (8.50)
аргумента $\frac{d_{\rm KM} + \delta_{\rm M}}{R_{\rm M}}$.



Рис. 8.9. График функции *[(d*_{км}/*R*_м)

Расчет по формуле (8.50) дает величины запирающего напряжения $U_{\rm k0}$, отличающиеся от рассчитанных по более точной формуле (8.35) не более чем на 10—15%, тогда как значение запирающего напряжения $U_{\rm M0}$, найденное по формуле (8.25), может отличаться от вычисленных по формуле (8.35) более чем в два раза в сторону больших значений $U_{\rm H0}$.

Электрический режим прожектора удобно характеризовать относительным (безразмерным) управляющим напряжением V_д:

$$V_{\rm m} = \frac{U_{\rm R\,0} - U_{\rm R}}{U_{\rm R\,0}} = \frac{\Delta U_{\rm R}}{U_{\rm R\,0}}.$$
 (8.52)

Радиус рабочей поверхности катода определяется приближенным выражением

$$r_{\rm R} \approx R_{\rm M} \left[\frac{V_{\rm R}}{1 + a \left(1 - V_{\rm R}\right)} \right]^{1/2},$$
 (8.53)

где a — коэффициент (8.48), который при замене $\varphi_{\mathbf{k}}$ (0,0) на — $\frac{1}{d_{\mathbf{k}\mathbf{M}}} \times f\left(\frac{d_{\mathbf{k}\mathbf{M}}}{R_{-}}\right)$ согласно (8.49) равен

$$a = \frac{0.75 \left(1 + 0.2 \frac{d_{\text{RM}}}{R_{\text{M}}}\right)}{f\left(\frac{d_{\text{RM}}}{R_{\text{M}}}\right)} - 1.$$
(8.54)

Распределение плотности тока по поверхности катода характеризуется выражением

$$J(r) = J(0) \left[1 - \left(\frac{r}{r_{\rm R}}\right)^2 \right]^{3/2} \left[1 + a \left(\frac{r}{R_{\rm M}}\right)^2 \right]^{1/2}, \qquad (8.55)$$

где J(0) — максимальная (пиковая) плотность тока в центре катода (r = 0), измеряемая в мкА/мм²:

$$J(0) = 2,33 \left[\frac{1}{d_{\rm KM}} f \left(\frac{d_{\rm KM}}{R_{\rm M}} \right)^2 \right]^2 U_{\rm K0}^{3/2} V_{\rm g}^{3/2}.$$
(8.56)

 Уравнение модуляционной характеристики (зависимость тока катода от управляющего напряжения) имеет вид

$$I_{\rm R} = I_{\rm K\,max} V_{\rm \pi}^{3/2} \left(\frac{r_{\rm R}}{R_{\rm M}}\right)^2 \frac{\gamma(\beta)}{\gamma(b)}, \qquad (8.57)$$

где

1

$$\gamma(\beta) = \frac{3}{8\beta^2} \left\{ \frac{\arcsin \beta^{1/2}}{[\beta(1-\beta)]^{1/2}} - 1 - \frac{2}{3} \beta \right\}, \ \beta = bV_{\pi}, \ b = \frac{a}{a+1}. \ (8.58)$$

Функция γ характеризует неравномерность распределения плотности тока по поверхности катода. График функции $\gamma(\beta)$ приведен на рис. 8.10.

Входящее в уравнение (8.57) максимальное значение тока катода (при $U_{\rm R} = U_{\rm M} = 0$)

$$I_{\mathrm{K}\,\mathrm{max}} = 2,44 \left[\frac{R_{\mathrm{M}}}{d_{\mathrm{KM}}} f\left(\frac{d_{\mathrm{KM}}}{R_{\mathrm{M}}} \right) \right]^2 U_{\mathrm{K}\,0}^{3/2} \gamma (b). \tag{8.59}$$

Таким образом, все основные характеристики электронного прожектора могут быть рассчитаны просто и с точностью, достаточной для первоначальной оценки. Интересно отметить, что некоторые из приведенных полуэмпирических формул можно получить на основании общих выражений при определенных геометрических соотношениях или электрических режимах. Так, например, при $\beta \ll 0.2$ (малом токе) функцию γ (β) можно приближенно считать постоянной величиной, равной 1,2 (см. рис. 8.10). Тогда уравнение (8.57) упрощается:

$$I_{\rm K} = I_{\rm K \ max} \frac{V_{\rm \pi}^{3/2}}{1 + a \left(1 - V_{\rm \pi}\right)} \,. \tag{8.60}$$

332

При $d_{\rm KM}/R_{\rm M} = 0.9$ модуляционная характеристика, рассчитанная по формуле (8.60), практически совпадает с кривой, найденной по формуле (8.23) с коэффициентом k = 2,3. Эти совпадения подтверждают обоснованность предложенных ранее простых, полученных на основе рассмотрения идеализированных моделей или полуэмпирических соотношений для приближенной оценки параметров электронного прожектора при изменении геометрических

размеров в небольших пределах.

Приведенные соотношения пригодны для расчетов основных характеристик прожекторов и при обычной ($U_{\rm R} = 0$) модуляции. При этом вместо $U_{\rm R}$ следует вводить в формулы— $U_{\rm M}$ и вместо $U_{\rm R0}$ —его выражение через запирающее напряжение модулятора $U_{\rm M0}$:

$$U_{\rm K\,0} = -\frac{U_{\rm M\,0}}{1 - (U_{\rm M\,0}/U_{\rm A})}\,.\tag{8.61}$$

Рассмотренные выражения для токовых характеристик электронного прожектора получены без учета начальных



γ(β)

скоростей электронов, испускаемых катодом. Наличие начальных скоростей с максвелловским распределением приводит к некоторому увеличению (по абсолютной величине) запирающего напряжения. Учет влияния начальных скоростей может быть выполнен с помощью ЭВМ путем траекторного анализа. Расчет и экспериментальные исследования показывают, что различие в величинах U_{m0} , определенных без учета и с учетом начальных скоростей электронов, может достигать 3—5 В.

Отметим, что понятие «запирающее напряжение» является несколько условным, так как из-за наличия начальных скоростей ток катода вблизи запирания уменьшается постепенно. сохраняя конечную величину при значениях напряжения MOотрицательнее U_{м0}. Поэтому запирающее напряжение дулятора принято определять как напряжение модулятора, при котором зависящий от него ток (катода или луча) принимает заданную минимальную величину.

Сформированное иммерсионным объективом скрещение (кроссовер) является объектом для второй линзы прожектора.

Вторую линзу в двухлинзовом прожекторе (или третью линзу в трехлинзовом прожекторе) обычно называют п р о е к ц и о н н о й или ф о к у с и р у ю щ е й л и н з о й. Как видно из приведенной оптической схемы прожектора (см. рис. 8.2), назначением проекционной линзы является отображение скрещения, создаваемого первой линзой (иммерсионным объективом) на плоскость приемника электронов — экрана или мишени. Если первая линза прожектора (иммерсионный объектив) принципиально должна быть электростатической из-за необходимости ускорения электронов, испускаемых катодом, то проекционная линза может быть как электростатической, так и магнитной, в соответствии с чем различают прожекторы с электростатической или магнитной фокусировкой.

Независимо от типа проекционной линзы можно сформулировать общие требования, предъявляемые к этой линзе. В большинстве случаев одним из существенных параметров электронно-лучевого прибора является разрешающая способность. Очевидно, чем меньше сечение электронного луча в плоскости приемника, тем больше разрешающая способность.

Сечение электронного луча в плоскости приемника электронов обычно оценивают радиусом пятна на экране или мишени. Таким образом, из требования высокой разрешающей способности непосредственно вытекает основное требование, предъявляемое к фокусирующей линзе, — создание на экране (или мишени) достаточно малого пятна.

Размер пятна — изображения скрещения, создаваемого иммерсионным объективом, может быть приближенно определен на основании теоремы Лагранжа — Гельмгольца, которая для рассматриваемого случая записывается в виде

$$r_{\rm c} \ \sqrt{U_{\rm c}} \, \mathrm{tg} \, \gamma_1 = r_{\rm m} \ \sqrt{U_{\rm m}} \, \mathrm{tg} \, \gamma_2, \tag{8.62}$$

где r_c — радиус скрещения (объекта); U_c — потенциал в плоскости скрещения; γ_1 — апертурный угол со стороны скрещения (объекта); $r_{\rm m}$ — радиус пятна (изображения); γ_2 — потенциал в плоскости пятна (изображения); γ_2 — апертурный угол со стороны пятна (изображения).

Ограничиваясь малыми апертурными углами (что имеет место в большинстве случаев), из уравнения (8.68) найдем радиус пятна:

$$r_{\rm m} \approx \frac{r_{\rm c} \gamma_1}{\gamma_2} \sqrt{\frac{U_{\rm c}}{U_{\rm m}}} \,. \tag{8.63}$$

Подставим в выражение (8.63) радиус скрещения (8.13):

$$r_{\rm m} = a \, \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \, \sqrt{\frac{u_0}{U_{\rm m}}} \, . \tag{8.64}$$

Из выражения (8.64) следует, что в первом приближении радиус пятна не зависит от потенциала в плоскости скрещения. В то же время уменьшение начальных энергий электронов *eu*₀, т. е. использование низкотемпературных катодов, способствует уменьшению радиуса пятна.

Радиус пятна можно уменьшить также за счет повышения потенциала в пространстве изображения. Повышение потенциала экрана выгодно еще по нескольким причинам: уменьшение влияния пространственного заряда (или кулоновского расталкивания), увеличение яркости свечения экрана (см. § 8.4), уменьшение влияния внешних электростатических и магнитных полей и др. Поэтому уменьшение радиуса пятна (увеличение разрешающей способности) за счет формирования пятна при более высоком потенциале успешно реализуется во многих типах электронно-лучевых приборов. Из выражения (8.64) также следует, что уменьшить радиус пятна, т. е. повысить разрешающую способность, можно, уменьшая апертурный угол со стороны скрещения (γ_1) и увеличивая апертурный угол со стороны пятна (γ_2). Уменьшение γ_1 в небольших пределах возможно за счет уменьшения расхождения пучка после скрещения или применения апертурных диафрагм с малым отверстием, вырезающих центральную часть пучка.

Увеличение γ_2 — угла схождения у экрана — возможно либо за счет увеличения сечения пучка в области главной линзы, либо за счет приближения главной линзы к экрану. В первом случае заметно возрастают аберрации главной линзы, что ведет к увеличению радиуса пятна, т. е. этот способ не обеспечивает увеличение разрешающей способности. Во втором случае расстояние от центра отклонения луча до экрана становится очень малым, что снижает чувствительность к отклонению (см. § 8.3). Поэтому в реальных приборах приходится выбирать некоторое достаточно малое значение угла γ_2 .

Необходимо иметь в виду, что в практически осуществимых электронно-оптических системах величины, входящие в формулу (8.64), не могут изменяться независимо, в частности, увеличение U_{π} приводит к заметному уменьшению γ_2 , так что с ростом U_{π} разрешающая способность увеличивается в меньшей степени, чем это следует из выражения (8.64).

Как было показано [см. выражение (8.13)], условный радиус скрещения принципиально не может быть сделан сколь угодно малым. Следовательно, и пятно, являющееся изображением скрещения, принципиально не может быть точечным. Из выражения (8.63) можно определить увеличение проекционной линзы как отношение радиуса пятна к радиусу скрещения:

$$\Gamma = \frac{r_{\rm f}}{r_{\rm c}} = \frac{\gamma_{\rm I}}{\gamma_{\rm 2}} \sqrt{\frac{U_{\rm c}}{U_{\rm u}}} \,. \tag{8.65}$$

Поскольку кроссовер часто формируется в области с потенциалом, близким к потенциалу анода (или ускоряющего электрода), а апертурный угол у экрана, как отмечалось, не может быть большим, бывает трудно получить увеличение второй линзы заметно меньше единицы. Поэтому радиус пятна на экране получается того же порядка, что и радиус скрещения. Практически радиус пятна часто получается несколько больше радиуса скрещения вследствие аберраций второй линзы и влияния кулоновского расталкивания электронов в луче вблизи экрана, наблюдаемого при значительных токах луча.

В большинстве приемных электронно-лучевых трубок светящееся пятно на экране является изображением скрещения. Но, как указывалось, понятие «радиус скрещения» является условным вследствие неравномерного распределения тока по сечению скрещения и отсутствия резкой границы и следует выбрать некоторое условное определение радиуса пятна. Распределение тока по площади пятна примерно соответствует распределению тока в сечении скрещения. В свою очередь, яркость свечения экрана приблизительно пропорциональна плотности тока луча (см. § 8.4). На основании этого можно условно считать радиусом пятна полуширину кривой яркости (рис. 8.11), т. е. радиус круга, на границе которого яркость составляет 50% максимальной яркости (в центре пятна). При таком определении два отдельных пятна, центры которых расположены на расстоянии условного радиуса пятен, перестают различаться глазом раздельно, т. е. сливаются в одно пятно удлиненной формы.

Строго говоря, кривая яркости совпадает с кривой распределения тока в сечении скрещения лишь в том случае, если весь пучок элек-

тронов, выходящий из плоскости скрещения, доходит до экрана. Наличие ограничивающих диафрагм приводит к некоторому искажению



Рис. 8.11. К определению радиуса пятна



Рис. 8.12. Электронные прожекторы с электростатической фокусировкой, построенные по схемам: иммерсионный объектив Фиммерсионная линза (а), иммерсионный объектив + одиночная линза (б)

кривой распределения яркости. Однако опытное исследование распределения яркости по сечению пятна показало, что кривая распределения яркости описывается тем же экспоненциальным законом, которому подчиняется распределение плотности тока в скрещении [см. выражение (8.21)]:

$$B = B_0 \mathrm{e}^{-r^2/b^2}, \tag{8.66}$$

где B₀ — яркость в центре пятна; b — постоянная.

Экспериментальная проверка выражения (8.66) на ряде прожекторов показала достаточно хорошее совпадение опытных кривых с теоретически рассчитанной при малых токах луча, когда кулоновское расталкивание электронов луча вблизи экрана невелико.

Проекционная линза электронного прожектора может быть как электростатической, так и магнитной. По типу второй линзы прожекторы условно называют прожекторами с электростатической или магнитной фокусировкой.

Прожектор с электростатической фокусировкой имеет в качестве эторой линзы электростатическую иммерсионную или одиночную линзу, т. е. оптическую схему иммерсионный объектив + иммерсионная линза или иммерсионный объектив + одиночная линза. В трехлинзовых прожекторах между иммерсионным объективом и второй линзой располагается дополнительная слабая (обычно иммерсионная) линза. В этом случае прожектор имеет оптическую схему иммерсионный объектив + иммерсионная линза + одиночная (или иммерсионная) линза.

Схемы прожекторов с электростатической фокусировкой приведены на рис. 8.12, *a*, *б*. Прожектор, построенный по схеме рис. 8.12, *a*, наиболее прост и в то же время позволяет получить удовлетворительные результаты. В ранее разработанных электронно-лучевых трубках такой прожектор применялся сравнительно часто.

Одним из основных недостатков этого прожектора, приведшего к постепенному вытеснению его более совершенными типами, является взаимосвязь между первой и второй линзами. В самом деле, первый анод (*A*₁) своим краем, обращенным к катоду, формирует поле иммерсионного объектива, тогда как противоположный край его является одним из электродов, образующих вторую (иммерсионную) линзу. Вследствие этого изменение потенциала первого анода одновременно изменяет оптические свойства обеих линз; в частности, при настройке второй линзы одновременно изменяется действующее напряжение в прикатодной области, а следовательно, величина тока катода и луча; фокусировка луча (второй линзой) и управление током луча (яркостью) оказываются взаимосвязанными, что создает неудобства в эксплуатации приборов с такими прожекторами.

Особенно сильно сказывается эта зависимость при питании всех электродов прожектора от общего делителя напряжения, что обычно имеет место в осциллографах. Изменение тока катода при регулировке напряжения модулятора изменяет ток, улавливаемый диафрагмой первого анода. Этот ток проходит по общему делителю, изменяет распределение напряжений на его плечах, что вызывает изменение потенциала первого анода, т. е. нарушение фокусировки главной линзы. Настройка фокусировки изменением потенциала первого анода по той же причине приводит к изменению потенциала модулятора, т. е. к модуляции яркости. Кроме того, в прожекторах, построенных по схеме рис. 8.12, а, необходимо принимать специальные меры для улавливания вторичных электронов, выбиваемых лучом с краев ограничивающих диафрагм, установленных в цилиндре первого анода. Вторичные электроны, увлекаемые ускоряющим полем в промежутке между первым и вторым анодами, могут доходить до экрана, вызывая паразитную засветку или появление «ложных» светящихся пятен.

Прожектор, построенный по схеме рис. 8.12, б, получил большое распространение за счет некоторых преимуществ. Во-первых, расположенный за модулятором ускоряющий электрод имеет неизменный потенциал и, следовательно, служит электростатическим экраном между первой и второй линзами. Настройка второй (одиночной) линзы путем изменения напряжения первого (фокусирующего) анода не влияет на оптические свойства первой линзы. Точно так же управление яркостью путем изменения потенциала модулятора не влияет на вторую линзу, т. е. в таком прожекторе отсутствует нежелательная взаимосвязь между линзами. Во-вторых, электронный луч почти на всей длине прожектора находится в области с высоким потенциалом, что, очевидно, выгодно, так как чем больше скорость электронов, тем меньше относительное влияние разброса начальных скоростей и сил кулоновского расталкивания. Кроме того, чем выше потенциал пространства, в котором перемещаются электроны, тем меньше относительное влияние внешних электростатических и магнитных полей на движение электронов: луч с повышением потенциала становится более жестким.

В рассматриваемом прожекторе потенциал среднего электрода одиночной линзы (первого, или фокусирующего анода) обычно выбирают ниже потенциала крайних электродов (ускоряющего электрода и второго анода). При $U_{a1} < U_{a2}$ напряжения ко всем электродам прожектора удобно подводить от общего делителя, включенного цараллельно прожектору. Кроме того, при $U_{a1} < U_{a2}$ сечение пучка в области второй линзы оказывается меньше (см. § 1.5), что приводит к уменьшению аберраций второй линзы и, как следствие, к уменьшению размера пятна.

В настоящее время наиболее распространен электростатический прожектор с нулевым током первого анода, имеющий некоторые преимущества по сравнению с описанным. Свое название он получил из-за особой конструкции первого (фокусирующего) анода, выполненного в виде диафрагмы с отверстием, значительно (в 2—3 раза) большим диаметра пучка; при этом практически исключается попадание электронов на этот электрод и, следовательно, ток в цепи первого анода равен нулю.

Отсутствие тока в цепи первого анода позволяет питать все электроды оптической системы от делителя напряжения, причем изменение напряжения первого анода при фокусировке пучка не влияет на распределение тока, а следовательно, и напряжений по отдельным частям делителя, т. е. не приводит к расстройке первой линзы. Точно так же регулировка яркости не вызывает расстройки второй линзы. В этом заключается основное преимущество прожектора с нулевым током первого анода.

Кроме того, в прожекторе с нулевым током первого анода ограничение пучка производится диафрагмами, установленными в электродах (ускоряющем электроде и втором аноде), имеющих наиболее высокий потенциал. В этом случае нет необходимости принимать специальные меры (например, устанавливать дополнительные диафрагмы) для улавливания вторичных электронов, так как выбиваемые вторичные электроны возвращаются обратно к наиболее положительным электродам.

Схематическое устройство электронного прожектора с нулевым током первого анода приведено на рис. 8.13.

В системе прожектора с нулевым током первого анода, типичной для многих серийных осциллографических трубок, фокусирующий потенциал первого анода составляет несколько сотен вольт при $U_{y_9} = U_{a2}$ порядка 1—3 кВ. Как было указано, целесообразно снижать потенциал среднего электрода одиночной линзы, являющейся проек-

ционной линзой прожектора. Снижение потенциала среднего электрода одиночной линзы при сохранении неизменной оптической силы, обеспечивающей отображение скрещения в плоскости экрана, возможно при одновременном изменении геометрических соотношений системы электродов, образующих поле линзы. Снижению потенциала среднего электрода способствует увеличение диаметра отверстия этого электрода, уменьшение диаметров отверстий и сближение крайних электродов линзы.

Реализация указанных возможностей привела к созданию электронного прожектора с нулевым потенциалом фокусирующего электрода (рис. 8.14). Фокусирующий электрод (первый анод) выполнен

в виде цилиндра большого диаметра, охватывающего края ускоряющего электрода и второго анода. Такой прожектор является разновидностью прожектора с нулевым током первого анода, так как в этой системе попадание электронов на внешний цилиндр (фокусирующий



Рис. 8.13. Устройство электронного прожектора с нулевым током первого анода

электрод) практически исключено. Хотя принципиально и возможно так рассчитать геометрические соотношения системы, чтобы наилучшая фокусировка обеспечивалась при $U_{\rm ai} = 0$, практически приходится регулировать в небольших пределах потенциал фокусирующего электрода ввиду невозможности, особенно при серийном изготовлении, точно выдержать размеры электронно-оптической системы. Прожекторы, построенные по приведенной схеме, находят широкое применение в современных кинескопах.

Электронные прожекторы с электростатической фокусировкой, построенные по оптической схеме иммерсионный объектив + одиночная линза, могут быть отнесены к прожекторам триодного типа, так как поле в прикатодной области не зависит от потенциала первого анода и однозначно определяется потенциалами, размерами и взаимным расположением трех электродов - катода, модулятора и ускоряющего электрода. Независимость действующего в плоскости модулятора напряжения от потенциала первого анода объясняется очень малой величиной проницаемости ускоряющего электрода. Ускоряющий электрод, обычно выполняемый в виде сравнительно длинного цилиндра с установленными внутри ограничивающими диафрагмами, является надежным электростатическим экраном, исключающим проникновение поля первого анода в прикатодную область. Применение сравнительно длинного цилиндра ускоряющего электрода позволяет увеличить расстояние от плоскости объекта (скрещения) до средней плоскости проекционной линзы, что приводит к снижению увеличения этой линзы, т. е. к уменьшению радиуса пятна и увеличению разрешающей способности.

В электронных прожекторах триодного типа трудно получить малые углы расхождения пучка за плоскостью скрещения без значительного ограничения пучка диафрагмой, установленной в ускоряющем электроде или первом аноде. Кроме того, при использовании высоких ускоряющих напряжений на удается получить небольшие (по абсолютной величине) запирающие напряжения. Снижение запирающего напряжения возможно за счет уменьшения диаметра отверстия диафрагмы модулятора и приближения модулятора к катоду. Первый



Рис. 8.14. Устройство электронного прожектора с нулевым потенциалом фокусирующего электрода



Рис. 8.15. Устройство тетродного электронного прожектора с электростатической фокусировкой

способ ограничивает рабочую поверхность катода и резко уменьшает ток луча, второй — затрудняет сборку прожектора, так как расстояние модулятор — катод приходится выбирать менее 0,1 мм и незначительное изменение этого расстояния дает существенный разброс запирающего напряжения. Поэтому наряду с триодными прожекторами довольно широко распространены прожекторы тетродного типа с электростатической фокусировкой, особенно в трубках, имеющих ускоряющее напряжение более 5—8 кВ.

Схематически устройство тетродного электронного прожектора с электростатической фокусировкой показано на рис. 8.15. Первый ускоряющий электрод, установленный вблизи модулятора, выполняют в виде короткого цилиндра и часто снабжают ограничивающей диафрагмой. Наличие диафрагмы уменьшает проницаемость этого электрода, что позволяет получить меньшие значения запирающего напряжения. За первым ускоряющим электродом устанавливают второй ускоряющий электрод с высоким положительным потенциалом. Смежные края цилиндров первого и второго ускоряющих электродов иногда отгибают наружу («развальцовывают») для увеличения электрической прочности. Между первым и вторым ускоряющими электродами образуется иммерсионная линза, уменьшающая угол расхождения пучка, выходящего из плоскости скрещения. Проекционная линза в таких прожекторах является одиночной, часто с нулевым потенциалом фокусирующего электрода.

Тетродные прожекторы широко распространены в кинескопах с ускоряющими напряжениями 15—20 кВ.

Прожектор с магнитной фокусировкой обычно имеет оптическую схему в виде иммерсионного объектива, формирующего скрещение, и магнитной линзы, отображающей скрещение на плоскость приемни-

ка. Магнитную линзу прожектора выполняют в виде короткой катушки с ферромагнитным панцырем, надетой на горловину трубки.

Прожектор с магнитной фокусировкой применяют в тех случаях, когда к разрешающей способности предъявляются высокие требования.

Причиной хороших оптических показателей магнитной линзы являются главным образом меньшие по сравнению с электростатической линзой аберрации, особенно сферическая аберрация. В магнитной линзе, изготовленной в виде катушки сравнительно большого диаметра (средний диаметр 45—50 мм), поле, пронизываемое пучком электронов, занимает лишь небольшую приосевую область. Поэтому для таких линз, располагаемых вне трубки, условие параксиальности соблюдается достаточно хорошо и, следовательно, аберрации могут быть небольшими. Кроме того, поскольку магнитное поле не изменяет энергию электронов, уменьшаются погрешности за счет разброса скоростей электронов при входе пучка в отклоняющую систему.

В прожекторах с магнитной фокусировкой допустимы большие апертуры пучка. Увеличение апертурного угла со стороны изображения способствует увеличению разрешающей способности [см. выражение (8.64)], так что и в этом отношении прожектор с магнитной фокусировкой имеет определенные преимущества. Наряду с этим большие апертурные углы в прожекторах с магнитной фокусировкой позволяют отказаться от установки ограничивающих диафрагм в цилиндрах анода или ускоряющего электрода. Отсутствие диафрагм, ограничивающих сечение пучка, значительно улучшает использование катода. В прожекторах с магнитной фокусировкой без ограничивающих диафрагм ток луча практически равен току катода. Хорошее использование тока катода приводит к тому, что крутизна модуляционной характеристики в прожекторах с магнитной фокусировкой получается больше, чем в прожекторах с электростатической фокусировкой. Большая крутизна модуляционной характеристики (малая величина модуляции) также является одним из преимуществ прожекторов с магнитной фокусировкой.

Возможность использования больших апертур при сохранении хорошей фокусировки позволяет применять прожекторы с магнитной фокусировкой при сравнительно больших токах луча — до нескольких миллиампер. В то же время увеличение сечения пучка в области главной линзы неизбежно приводит к сравнительно большему диаметру пучка в области отклонения. В случае электростатического отклонения это дает резкое возрастание искажений при отклонении луча (см. § 8.3). Поэтому в трубках с магнитной фокусировкой практически не применяют электростатические отклоняющие системы.

Прожекторы с магнитной фокусировкой строят как по триодной, так и по тетродной схеме (рис. 8.16). Тетродная схема целесообразна в тех случаях, когда требуются достаточно высокая разрешающая способность и малые искажения при отклонении, так как дополнительная электростатическая иммерсионная линза, уменьшая угол расхождения пучка, выходящего из иммерсионного объектива, приводит к уменьшению сечения луча в области проекционной линзы и отклоняющей системы. Тетродный прожектор часто используют в высоковольтных трубках вследствие того, что наличие между высоковольтным анодом и модулятором ускоряющего электрода с сравнительно небольшим потенциалом позволяет получить малые (по абсолютной величине) значения запирающего напряжения. Кроме того, в тетродной системе, где ускоряющий промежуток разделен на две ступени, легче обеспечить необходимую электрическую прочность.



Рис. 8.16. Устройство триодного (a) и тетродного (б) электронных прожекторов с магнитной фокусировкой

Недостатком прожекторов с магнитной фокусировкой является необходимость затраты мощности для питания фокусирующей катушки. Отметим, что поскольку основное уравнение (1.87) неоднородно этносительно потенциала, изменение напряжения источников питания электродной системы и фокусирующей катушки прожектора приводит к нарушению фокусировки. Иными словами, прожекторы с магнитной фокусировкой требуют для сохранения высокой разрешающей способности хорошей стабилизации напряжения источников питания (или подстройки фокусировки при колебаниях напряжения питания). Необходимость подстройки магнитной линзы ограничивает возможности использования в целях повышения экономичности магнитных фокусирующих систем с постоянными магнитами.

В трубках с очень высокой разрешающей способностью (с диаметром пятна менее 0,1 мм) используют также прожекторы, в которых проекционной линзой является комбинация из трех или четырех квадрупольных линз (см. § 1.7). Такие комбинации при определенных соотношениях геометрических размеров электродной системы и потенциалов электродов могут создавать точечный фокус. Ввиду большой жесткости фокусировки и относительно небольших аберраций квадрупольных линз при таком способе фокусировки удается получить очень хорошие результаты. Квадрупольные линзы создаются набором пластинок с гиперболическим профилем.

§ 8.3. Отклоняющие системы

Отклоняющие системы предназначаются для отклонения (пространственного перемещения) электронного луча, сформированного прожектором. В большинстве электронно-лучевых приборов отклоняющие системы должны обеспечивать совмещение электронного луча с любой точкой поверхности приемника электронов (экрана или мишени). Вследствие этого в приборе, как правило, используются два отклоняющих элемента, смещающих луч в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В некоторых случаях применяется так называемая круговая развертка, причем один отклоняющий элемент заставляет луч прочерчивать на экране окружность (или спиральную линию), а второй смещает луч в радиальном направлении, т. е. перпендикулярно линии развертки.

Отклонение электронного луча производится поперечным (по отношению к направлению скорости электронов) электрическим или магнитным полем. В соответствии с этим различают электростатические отклоняющие системы — совокупность электродов, создающих электрическое отклоняющее поле, и магнитные отклоняющие системы — совокупность магнитов (электромагнитов), создающих магнитное отклоняющее поле.

Независимо от типа и конструктивных особенностей к отклоняющим системам предъявляются следующие требования:

1) система должна обладать достаточно большой чувствительностью к отклонению, т. е. отклонение луча на заданную величину (угла или линейного смещения в плоскости приемника) должно происходить при возможно малом отклоняющем факторе — напряжении или токе;

2) система должна быть линейной, т. е. отклонение луча (смещение в плоскости приемника) должно быть пропорционально отклоняющему фактору при любых допустимых для данного прибора величинах угла отклонения или в любой части поверхности экрана (постоянство чувствительности к отклонению).

Кроме того, в конкретных типах электронно-лучевых приборов к отклоняющим системам могут предъявляться специфические требования. Например, отклоняющие системы кинескопов должны обеспечивать большие (до 60°) углы отклонения при сохранении линейности и фокусировки, отклоняющие системы высокочастотных осциллографических трубок должны обладать возможно меньшей инерционностью, что в свою очередь обусловливает малые величины емкости, индуктивности, времени пролета электронов и т. д.

Реальные отклоняющие системы не удовлетворяют полностью приведенным требованиям, однако можно найти такие геометрические соотношения и электрические режимы, при которых наиболее важные для данного прибора требования будут выполнены.

Отклоняющие системы с оптической точки зрения являются электронными призмами. Как было показано в § 1.2, эффект, аналогичный преломлению светового луча при прохождении сквозь призму, имеет место при прохождении электронного луча в поперечном электрическом или магнитном поле. Угол отклонения электронного луча определяется по формулам:

при прохождении через однородное поперечное электрическое поле [см. выражение (1.6)]

$$a_{9} = \frac{eEl}{mv_{*}^{2}}, \qquad (8.67)$$

при прохождении через однородное поперечное магнитное поле [см. выражение (1.12)]

$$\operatorname{tg} \alpha_{M} = \frac{eBl}{mv_{r}} \,. \tag{8.68}$$

В приведенных выражениях *E* — напряженность электрического поля; *B* — магнитная индукция; *l* — протяженность областей поперечного поля; v_z — скорость электрона, влетающего в поперечное поле.

Выразим скорость электрона через разность потенциалов U_a между катодом и выходным электродом прожектора и подставим полученное значение в приведенные соотношения. Тогда

$$\operatorname{tg} \alpha_{9} = \frac{El}{2U_{8}}, \quad \operatorname{tg} \alpha_{M} = \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{Bl}{\sqrt{U_{8}}}.$$
 (8.69)

Смещение следа электронного луча (пятна) на плоском экране,. отстоящем на расстоянии L от центра отклонения, равно h = Ltga. Для отклонения луча обычно используют поля, близкие к однородным. Тогда E и B в уравнениях (8.69) удобно представить в виде

$$E = \mathbf{x} U_{\text{отк}}, \qquad (8.70)$$

$$B = \chi w I_{\text{ork}}, \tag{8.71}$$

где х и χ — постоянные; $U_{\text{отк}}$ — отклоняющее напряжение, подводимое к электростатической отклоняющей системе; $I_{\text{отк}}$ — ток в магнитной отклоняющей системе, имеющей w витков.

В результате величина отклонения (смещения пятна на экране) для электростатической и магнитной систем будет равна:

$$h_{\rm s} = \frac{\chi l L}{2 U_{\rm a}} U_{\rm ork}, \tag{8.72}$$

$$h_{\rm M} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{\chi l L}{\sqrt{U_{\rm a}}} \, \omega I_{\rm ork}. \tag{8.73}$$

Отношение величины смещения электронного пятна к вызвавшему его изменению отклоняющего напряжения или тока называют ч у вствительностью к отклонению, которая измеряется в мм/В при электростатическом отклонении и в мм/А — при магнитном отклонении:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{9} = \frac{h_{9}}{U_{\text{OTK}}} = \frac{\pi l L}{2U_{9}}, \quad \boldsymbol{\bullet} \quad (8.74)$$

$$\varepsilon_{\rm M} = \frac{h_{\rm M}}{I_{\rm OTR}} = \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\chi l L w}{\sqrt{U_{\rm a}}} \,. \tag{8.75}$$

Выражения (8.72), (8.73) являются приближенными, так как при выводе исходных уравнений (1.6) и (1.12) углы отклонения предполагались малыми и отклоняющие поля считались строго однородными в области *l* и резко спадающими до нуля вне этой области. Тем не

344 🔥

менее анализ выражений (8.72), (8.73) позволяет правильно оценить основные параметры отклоняющих систем. Из этих соотношений следует, что в первом приближении для электростатических и магнитных отклоняющих систем отклонение луча носит линейный характер, т. е. чувствительность к отклонению является постоянной для данных конфигураций отклоняющих систем и ускоряющего напряжения и не зависит от угла отклонения (величины отклоняющего фактора).

Из выражений (8.74), (8.75) видно, что при магнитном отклонении изменение ускоряющего напряжения (U_a) в меньшей степени влияет на величину чувствительности, так как $\varepsilon_{\rm M} \sim 1/\sqrt{U_a}$, $\varepsilon_{\rm 9} \sim 1/U_a$. Этим объясняется превалирование магнитного отклонения в высоковольтных приборах. Кроме того, в случае использования электростатического отклонения при высоких ускоряющих напряжениях необходимая амплитуда отклоняющего напряжения может оказаться настолько большой, что возникнут затруднения в обеспечении достаточной электрической прочности отклоняющей системы и особенно электронных устройств, вырабатывающих отклоняющие напряжения.

Существенным преимуществом магнитного отклонения являются значительно меньшие по сравнению с электростатическим отклонением аберрации. В случае электростатического отклонения заметная дефокусировка пятна начинает проявляться при углах отклонения 15—20°, тогда как магнитное отклонение допускает отклонение луча на 50—60° с сохранением удовлетворительной разрешающей способности.

Сравнивая электростатическое и магнитное отклонения, видим, что первое из них значительно более экономично. В самом деле, электрическое поле образуется в пространстве без затраты мощности, тогда как для создания магнитного поля необходимо затратить энергию. Если предположить, что в области отклонения запасена одинаковая энергия, как в электростатическом, так и в магнитном поле, т. е.

$$\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0},$$
 (8.76)

то величина отклонения электронного луча при использовании электростатического поля будет больше. Это следует из равенства $h_{\rm M}/h_{\rm 9} = (Bv_z)/E$ (v_z — продольная составляющая скорости электронов). При равенстве отклоняющих энергий $B = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} E$. Тогда

$$\frac{h_{\mathsf{M}}}{h_{\mathfrak{H}}} = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \ v_z = \frac{v_z}{c} \,. \tag{8.77}$$

Ускоряющее напряжение в электронно-лучевых приборах редко превышает 15—20 кВ. Следовательно, отношение $h_{\rm M}/h_{\rm 9}$ составляет величину порядка 0,2, т. е. электростатическое отклонение даже для сравнительно высоких ускоряющих напряжений в несколько раз больше магнитного. В низковольтных приборах эта разница еще больше.

Электростатические отклоняющие системы значительно менее инерционны, чем магнитные, так как емкости и индуктивности отклоняющих пластин могут быть очень небольшими, в то время как рас-

пределенные емкость и индуктивность отклоняющих катушек, особенно при большом числе витков, принципиально не могут быть малыми. Поэтому электростатическое отклонение допускает изменение отклоняющего напряжения с частотами до десятков и сотен мегагерц; заметная инерционность при магнитном отклонении в случае использования обычных отклоняющих катушек начинает сказываться на частотах в несколько десятков килогерц.

Таким образом, оба вида отклонения обладают преимуществами и недостатками и в общем случае отдать предпочтение электростатическому или магнитному отклонению не представляется возможным.



Рис. 8.17. Простейшая отклоняющая система

Электростатические системы, отклоняющие луч в двух взаимно перпендикулярных направлениях, располагают по ходу луча последовательно одна за другой и, как правило, тщательно экранируют друг от друга. Совмещение двух электростатических систем в пространстве невыгодно по следующим причинам: 1) увеличение расстояния между пластинами снижает чувствительность к отклонению; 2) взаимное проникновение полей обеих систем создает большие искажения при отклоне-

нии луча; 3) при совмещении двух систем значительно возрастают паразитные емкостные связи, ограничивающие использование трубки на высоких частотах.

Магнитные отклоняющие системы обычно совмещаются в пространстве, так как при строго симметричном расположении катушек суммарный магнитный поток одной пары катушек, пронизывающий вторую пару катушек, равен нулю и изменение магнитного поля, отклоняющего луч в одном направлении, не влияет на магнитное поле другой пары катушек, отклоняющее луч в перпендикулярном направлении. Таким образом, взаимосвязь отклоняющих полей в правильно сконструированных магнитных отклоняющих системах отсутствует и пространственное совмещение магнитных систем, отклоняющих луч в двух взаимно перпендикулярных направлениях, допустимо и целесообразно.

Рассмотрим электростатические отклоняющие системы. Простейшей электростатической системой является плоский конденсатор, состоящий из двух параллельных пластин (рис. 8.17).

Величину отклонения (смещения пятна на экране) h при подведении к пластинам конденсатора отклоняющего напряжения $U_{\text{отк}}$ можно определить с помощью выражения (8.72). Обозначим длину пластин l, расстояние между пластинами b и расстояние от выходного края пластин до плоскости приемника (экрана) L'. Считая поле между пластинами однородным, заменим коэффициент x в выражении (8.72) на 1/b. Тогда смещение пятна на экране

$$h = \frac{lU_{\text{OTR}}}{2bU_{a}}(l' + L') = \frac{lLU_{\text{OTR}}}{2bU_{a}},$$
(8.78)

где l' + L' = L — расстояние от экрана до центра отклонения.

Нетрудно видеть, что касательная к параболической траектории электронов, построенная из точки пересечения параболы с плоскостью, проходящей через выходные края пластин, пересечет ось на расстоянии *l*/2 от краев конденсатора. Таким образом, в случае плоских параллельных отклоняющих пластин центр отклонения совпадает с геометрическим центром отклоняющей системы.

Чувствительность к отклонению рассмотренной системы

$$\varepsilon = \frac{h}{U_{\text{OTK}}} = \frac{lL}{2bU_{\text{a}}}, \qquad (8.79)$$

где є измеряется в мм/В.

В действительности чувствительность к отклонению плоскопараллельной отклоняющей системы несколько выше рассчитанной, так как за краями пластин поле спадает постепенно. Наличие полей рассеяния за краями пластин создает дополнительную отклоняющую силу, что формально оценивается увеличением чувствительности. Но даже с учетом действия полей рассеяния чувствительность системы из плоских параллельных пластин оказывается не-



Рис. 8.18. Отклоняющая система, образованная непараллельными пластинами

большой. Поэтому электростатические отклоняющие системы, образованные плоскими параллельными пластинами, в настоящее время почти не применяются.

Чувствительность можно повысить за счет уменьшения расстояния между пластинами b [см. выражение (8.79)]. Однако сближение параллельных пластин приводит к уменьшению угла отклонения изза возможного срезания электронного луча краем пластины; некоторое сближение пластин с входной стороны системы вполне возможно. При этом получается отклоняющая система, образованная непараллельными (косо расставленными) пластинами (рис. 8.18).

Отклонение электронного луча полем таких пластин можно приближенно рассчитать, если пренебречь полями рассеяния за краями пластин и осевой составляющей напряженности поля между пластинами. При указанных допущениях напряженность поля между пластинами на расстоянии z от входного края пластин равна

$$E_y = \frac{U_{\text{OTK}}l}{b_1 l + (b_2 - b_1) z},$$
(8.80)

где l — длина системы; b_1 и b_2 — входное и выходное расстояния между пластинами.

Поперечная составляющая скорости, приобретаемая электронами луча на выходе из отклоняющей системы,

$$v_{y} = \frac{e}{m} \int_{0}^{t} E_{y} dt = \frac{e}{m} \int_{0}^{1} E_{y} \frac{1}{v_{z}} dz = \frac{e}{m} \frac{U_{0TK}}{v_{z}} \int_{0}^{1} \frac{dz}{b_{1} + \left(\frac{b_{2} - b_{1}}{l}\right)z} =$$
$$= \frac{e}{m} \frac{U_{0TK}}{v_{z}} \frac{l}{b_{2} - b_{1}} \ln \frac{b_{2}}{b_{1}}.$$
(8.81)

Угол наклона луча к оси на выходе из системы можно определить по отношению поперечной (приобретенной в отклоняющей системе) составляющей скорости к продольной составляющей скорости электронов:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_z} = \frac{e}{m} \frac{U_{0TK}}{v_z^2} \left(\frac{\iota}{b_2 - b_1}\right) \ln \frac{b_2}{b_1} \cdot \tag{8.82}$$

Выражая v_z через ускоряющее напряжение U_a прожектора, получим формулу для отклонения луча на экране при расстоянии L'от отклоняющей системы до экрана:

$$h = (L' + l') \operatorname{tg} \alpha = \frac{U_{\text{OTR}}}{2U_{a}} \left(\frac{l}{b_{2} - b_{1}} \ln \frac{b_{3}}{b_{1}} \right) (L' + l'), \quad (8.83)$$

где l' — расстояние от центра отклонения до выходного края пластин. Это расстояние можно оценить по величине максимально возмож-

ного, для данной системы угла отклонения а_{тах}:

$$l' = b_2 \operatorname{ctg} \alpha_{\max} \,. \tag{8.84}$$

Для непараллельных пластин l' > l/2 центр отклонения луча не совпадает с центром системы. Обозначая расстояние от центра отклонения до экрана (l' + L') = L, определим чувствительность к отклонению системы, образованной непараллельными пластинами:

$$\varepsilon = \frac{h}{U_{\text{OTK}}} = \frac{1}{2U_{\text{a}}} \frac{lL}{b_2 - b_1} \ln \frac{b_2}{b_1}.$$
 (8.85)

Сравнение выражений (8.85) и (8.79) показывает, что при одинаковых габаритных размерах, т. е. при одинаковых значениях l и b_2 в (8.85), равном b в (8.79), чувстительность системы, образованной непараллельными пластинами, примерно в 1,5 раза больше чувствительности плоскопараллельной системы.

Очевидно, максимально возможное отклоняющее действие электростатическое поле будет оказывать на электронный луч тогда, когда во всей области отклонения сила, действующая на электрон, будет перпендикулярна направлению его движения. Такая идеальная электростатическая отклоняющая система (рис. 8.19) образуется двумя изогнутыми пластинами, причем на входе луча расстояние между пластинами b_1 может быть равным диаметру электронного луча.

При максимальном угле отклонения луч как бы скользит по поверхности пластины, не задевая ее. Поскольку проводящая пластина является эквипотенциальной поверхностью, ортогональные к ней силовые линии поля всюду направлены перпендикулярно электронному лучу, т. е. обеспечивается указанное максимально возможное отклоняющее действие.

Аналитический расчет показывает, что кривая, по которой должны быть изогнуты такие оптимальные отклоняющие пластины, описывается экспоненциальной функцией. Центр отклонения луча при этом не совпадает с серединой системы, а несколько смещен в сторону входного края пластины. Чувствительность к отклонению рассматриваемой системы при одинаковых габаритах примерно в два раза выше, чем у системы, образованной плоскопараллельными пластинами.

Несмотря на высокую чувствительность, системы, образованные оптимальными изогнутыми пластинами, не получили распространения главным образом из-за трудности точного изготовления и сборки. Однако, заменяя плавную кривую, описывающую контур оптимальной пластины, ломаной, состоящей из нескольких отрезков прямых, так, чтобы углы излома лежали на оптимальной кривой, можно создать доста-



Рис. 8.19. Отклоняющие пластины оптимальной формы

точно удобную в изготовлении и сборке отклоняющую систему, почти не уступающую по чувствительности идеальной системе. Конечно, чем ближе ломаная к оптимальной кривой, т. е. чем больше углов излома имеют пластины, тем ближе чувствительность к оптимальной. Кроме того, чем меньше изломов имеют пластины, тем технологичнее система. Расчет и экспериментальная проверка показывают, что уже при одном изломе чувствительность системы довольно близка к идеальной. Поэтому широкое распространение получили отклоняющие системы, образованные однократно изломанными пластинами (рис. 8.20, пунктиром показана форма оптимальных пластин). Чувствительность к отклонению такой системы

$$\varepsilon = \frac{1}{2U_{a}} \left(\frac{l_{1} \ln \frac{b_{2}}{b_{1}}}{b_{2} - b_{1}} + \frac{l_{2} \ln \frac{b_{3}}{b_{2}}}{b_{3} - b_{2}} \right) L, \qquad (8.86)$$

где L = l' + L' — расстояние от центра отклонения до экрана, причем центр отклонения луча не совпадает с центром системы.

Широко применяются, особенно в серийных осциллографических трубках, очень удобные в производстве отклоняющие системы, образованные однократно изломанными пластинами, состоящими из параллельно и косо расставленной частей (рис. 8.21). У этой системы центр отклонения луча, как и в случае непараллельных пластин, не совпадает с центром системы $l' > (l_1 + l_2)/2$. Чувствительность к отклонению

$$\varepsilon = \frac{1}{2U_a} \left(\frac{l_1}{b_1} + \frac{l_2}{b_2 - b_1} \ln \frac{b_2}{b_1} \right) L$$
 (8.87)

примерно в 1,8 раза больше, чем у плоскопараллельной системы при одинаковых габаритах.

Электростатические системы, отклоняющие луч в двух взаимно перпендикулярных направлениях, не могут быть совмещены в пространстве, поэтому чувствительность к отклонению в горизонтальном и вертикальном направлениях оказывается неодинаковой из-за разной величины L' — расстояния от пластин до экрана. Очевидно, большую чувствительность будут иметь пластины, расположенные дальше от экрана (ближе к прожектору). Именно эти (нижние) пластины в осциллографических трубках используют как сигнальные, т. е.





Рис. 8.20. Однократно изломанные отклоняющие пластины, близкие к оптимальным



к ним подводится исследуемый сигнал, а вторая пара пластин (верхних), расположенных ближе к экрану, имеющих меньшую чувствительность, служит для развертки луча по экрану.

Рассмотрим теперь магнитные отклоняющие системы. Для отклонения луча в одном направлении используется примерно однородное магнитное поле, создаваемое парой катушек, обтекаемых отклоняющим током, расположенных симметрично на горловине трубки. Для отклонения луча в двух взаимно перпендикулярных направлениях требуются четыре катушки, причем отклоняющие поля, как было указано, могут быть совмещены в пространстве.

В случае однородного поля смещение луча на экране, отстоящем на расстоянии L' от границы области действия магнитного поля с индукцией B, может быть определено согласно выражению (8.69) таким образом:

$$h_{\rm M} = (l' + L') \operatorname{tg} \alpha_{\rm M} = \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{BlL}{\sqrt{2U_{\rm a}}}, \qquad (8.88)$$

где l — протяженность вдоль оси прибора отклоняющего магнитного поля; L = l' + L' — расстояние от центра отклонения до экрана.

При резко ограниченном магнитном поле центр отклонения приблизительно совпадает с центром отклоняющей системы, т. е. $l' \approx 2l/2$.

Согласно выражению (8.75) чувствительность к отклонению магнитной системы

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\chi l L \omega}{\sqrt{U_a}} = \xi \frac{l L \omega}{\sqrt{U_a}}, \qquad (8.89)$$

350

где постоянная ξ может быть рассчитана или определена экспериментально для конкретного типа отклоняющей системы.

Постоянство чувствительности (линейность отклонения) имеет место лишь тогда, когда при любых возможных углах отклонения электронный луч не выходит за пределы однородного поля. Поэтому при разработке магнитных отклоняющих систем катушки конструктивно выполняют так, чтобы в возможно большей области поле было близко к однородному. Известны два типа магнитных отклоняющих систем — с последовательно и параллельно складывающимися потоками (рис. 8.22, a, δ).





Рис. 8.22. Магнитные отклоняющие системы с последовательно (а) и параллельно (б) складывающимися потоками

Рис. 8.23. Секционированные отклоняющие катушки

Системы с последовательно складывающимися потоками более экономичны, так как для отклонения в них используется сравнительно большая часть запасаемой в катушках магнитной энергии. В системах с параллельно складывающимися потоками область отклонения пронизывается только полем рассеяния, а большая часть энергии, запасаемой внутри катушек, не используется для отклонения. Однако при параллельном сложении потоков сравнительно проще получить примерно однородное поле в большей области.

Повышение экономичности отклонения, а следовательно, и выигрыш в чувствительности при прочих равных условиях можно получить, применяя магнитопроводы из ферромагнитных материалов, концентрирующих магнитную энергию. Поэтому в тех случаях, когда отклоняющие системы работают на сравнительно низких частотах, катушки могут иметь ферромагнитные сердечники и экраны. Обмотки катушек делают секционированными, так как путем подбора различных чисел витков в каждой секции удается получить достаточно однородное поле в большой области. Кроме того, секционирование способствует уменьшению распределенной емкости.

Системы с последовательно складывающимися потоками обычно не имеют внутренних ферромагнитных сердечников и образуются катушками, непосредственно прилегающими к горловине трубки. Катушкам придают седлообразную форму, так что витки намотки охватывают горловину трубки. Края катушек отгибают наружу для уменьшения полей рассеяния за пределами отклоняющей системы. Катушки собирают из отдельных секций для уменьшения распределенной емкости. Примерный вид катушек горизонтального отклонения луча показан на рис. 8.23.

Для получения постоянной чувствительности (линейности отклонения) теоретически необходимо иметь однородное поле во всей области отклонения луча. Однако при равномерном распределении вит-

ков в отклоняющих катушках поле в пространстве отклонения будет заметно неоднородным (бочкообразным) (рис. 8.24). Расчетным путем можно найти закон распределения витков катушек, при выполнении которого поле будет близко к однородному.

Рассмотрим катушки с последовательно складывающимися потоками без ферромагнитных сердечников. Катушки изогнуты так, что система охватывает горловину трубки (рис. 8.25). Если внутренний радиус кривизны катушки обозначить r, то длина силовой линии, сцепленной с витком, расположенным под углом а к средней плоскости системы, будет равна (см. рис. 8.25)

$$l_{\alpha} = 2r \sin \alpha. \tag{8.90}$$

Применяя закон полного тока, для однородного поля получим

$$\bigoplus_{l_{\alpha}} Bdl = 2Br \sin \alpha = \mu_0 (\omega I)_{\alpha},$$
(8.91)

где $(wI)_{a}$ — магнитодвижущая сила в пределах угла a.

На основании требования однородности поля (B = const) можно найти функцию распределения витков $F(\alpha)$:

$$2\int_{0}^{\alpha}F(\alpha)\,d\alpha=(wI)_{\alpha},\qquad(8.92)$$

где множитель «2» введен для учета охвата силовой линией витков обеих катушек. С учетом уравнения (8.91) можно записать

$$2\int F(\alpha) d\alpha = \frac{2Br\sin\alpha}{\mu_0}, \qquad (8.93)$$

$$F(\alpha) = \frac{Br}{\mu_0} \cos \alpha. \tag{8.94}$$

Уравнение (8.94) показывает, что однородное поле создается в случае, когда плотность намотки витков максимальна у краев и спадает к центру по косинусоидальному закону. Практически затруднительно изготовить катушки с постепенно изменяющимся числом



Рис. 8.24. Бочкообразное поле при равномерном распределении витков катушки

витков, однако отклоняющие катушки из отдельных секций с различным числом витков достаточно хорошо удовлетворяют требованию, накладываемому уравнением (8.94). Выравниванию поля способствует также применение внешнего магнитопровода.

При рассмотрении электростатического отклонения было показано, что повышение чувствительности может быть достигнуто за счет сближения отклоняющих пластин. Минимальное расстояние между пластинами со стороны входа луча ограничено только сечением луча

в пространстве отклоняющей системы. Магнитные отклоняющие катушки располагают вне вакуумной оболочки прибора — на горловине трубки. Поэтому величина зазора, в котором сосредоточено отклоняющее магнитное поле, ограничена не параметрами электронного луча, а диаметром горловины трубки. Очевидно, чем меньше расстояние между катушками (меньше зазор), тем относительно большая магнитная энергия может быть сосредоточена в пространстве отклонения при неизменной магнитодвижущей силе. Расчет показывает, что пропорциональное



Рис. 8.25. К расчету функции распределения витков катушки

уменьшение всех геометрических размеров магнитной отклоняющей системы при постоянной магнитодвижущей силе приводит к такому же увеличению магнитной индукции в пространстве отклонения. Так как отклоняющие катушки обычно располагают на горловине трубки, для увеличения чувствительности целесообразно уменьшать диаметр горловины.

Приведенные выражения для расчета чувствительности отклоняющих систем показывают, что при принятых допущениях системы линейны, т. е. удовлетворяют одному из основных требований. Кроме того, в этих расчетных соотношениях не учитывается конечный диаметр электронного пучка (луча) в пространстве отклонения и, следовательно, предполагается, что при отклонении пучок не деформируется, т. е. нет нарушения фокусировки. Однако экспериментальные исследования отклоняющих систем показывают, что даже при сравнительно небольших углах отклонения (5—8°) становятся заметными нарушение линейности и искажение формы пятна на экране. Эти искажения, называемые аберрациями отклоняющих систем, можно разделить на две группы:

1) нарушение линейности, наблюдаемое как искажение формы растра при развертке луча на экране;

2) нарушение фокусировки, наблюдаемое как искажение формы пятна на экране.

Рассмотрим искажение формы растра при электростатическом отклонении. Очевидно, потенциал в области отклонения должен быть близок к потенциалу выходного электрода прожектора, так как в противном случае при прохождении отклоняющей системы энергия электронов луча будет изменяться, в результате чего нарушится фокусировка. Однако нетрудно видеть, что равенство указанных потенциалов принципиально невозможно во всей области отклонения, так как в эквипотенциальном пространстве не может быть отклоняющей силы. Таким образом, при прохождении электростатической отклоняюшей системы электроны луча неизбежно попадают в область с потенциалом, отличным от потенциала выходного электрода прожектора, т. е. кроме отклонения луча, электростатические системы всегда вызывают изменение энергии (скорости) электронов.

При так называемом несимметричном включении одна пластина отклоняющей системы непосредственно соединяется с выходным электродом прожектора. При этом поле получается несимметричным относительно средней плоскости (рис. 8.26, *a*). Потенциал в средней плоскости отличается от анодного напряжения прожектора на величину $\pm U_{\text{отк}}/2$. Таким образом, в случае несимметричного включения чувствительность при малых углах отклонения можно рассчитать по формуле

$$\varepsilon' = \frac{lL}{2b \left(U_{\mathbf{a}} \pm \frac{U_{\text{отк}}}{2} \right)} = \frac{\varepsilon}{1 \pm \frac{U_{\text{отк}}}{2U_{\mathbf{a}}}}.$$
(8.95)

Из выражения (8.95) следует, что чувствительность к отклонению зависит от величины отклоняющего напряжения, т. е. линейность отклонения нарушается. Это выражение показывает также, что нарушение линейности тем больше, чем больше напряжение $U_{\text{отк}}$, т. е. нелинейные искажения возрастают с увеличением угла отклонения.

· При несимметричном включении обеих пар отклоняющих пластин отклонение луча второй (верхней) парой пластин зависит от величины отклонения луча первой (нижней) парой пластин. Как видно из рис. 8.26, б, при несимметричном включении форма поля у краев пластины, не соединенной с анодом прожектора, резко искажается; при этом некоторая часть силовых линий (пунктирные кривые соседнюю пластину, а на рисунке) замыкается не на на проводящее покрытие внутренней поверхности горловины трубки,



Рис. 8.26. Несимметричное включение отклоняющих пластин:

потенциал анода имеющее прожектора. При этом электростатическое поле у краев пластин имеет составляющую, параллельную плоскости пластины. За счет указанной составляющей возникает сила, отклоняющая луч вблизи края пластины, не соединенной с анодом прожектора, в направлении, перпендикулярном основному направлению отклонения данной парой пластин. Иными словами, пластины горизонтального отклонения луча при несимметричном включении

а – поле в продольной плоскости; б – поле в поперечной плоскости

вызывают дополнительное отклонение луча в вертикальном направлении. Дополнительное отклонение имеет место лишь при прохождении луча у краев пластины, так как в средней плоскости силовые линии поля перпендикулярны поверхности отклоняющих пластин и пластины горизонтального отклонения отклоняют луч только в горизонтальном направлении. Таким образом, дополнительное отклонение луча наблюдается в случае, если луч перед входом в пространство



Рис. 8.27. Возникновение трапецеидального искажения растра: *а* — картина поля; *б* — форма растра

между верхней парой пластин был предварительно отклонен нижней парой пластин. Так как силовые линии сильно искривлены лишь вблизи пластины, не соединенной с анодом прожектора, дополнительное отклонение в вертикальном направлении будет тем сильнее, чем ближе проходыт луч к плоскости этой пластины.

Формально возникновение дополнительного отклонения можно представить как изменение чувствительности к отклонению нижней пары пластин в зависимости от угла отклонения луча верхней парой пластин.

Поскольку вертикальная отклоняющая сила направлена вниз у верхнего края пластины и вверх у нижнего ее края (рис. 8.27, *a*), кажущаяся чувствительность нижней пары пластин будет уменьшаться с приближением луча к поверхности верхней пластины, не соединенной с анодом прожектора.

В результате при развертке луча по поверхности экрана пилообразным напряжением неизменной амплитуды получающийся на экране растр вместо прямоугольной примет форму трапеции, имеющей меньшее основание со стороны пластины, не соединенной с анодом (рис. 8.27, б). По форме растра рассмотренное искажение называют трапецеидальным.

Заметные нарушения линейности возникают и ввиду наличия полей рассеяния за краями отклоняющих пластин. Поля рассеяния между отклоняющей системой и выходным электродом прожектора, а также между обеими парами пластин и экраном, расположенным между пластинами вертикального и горизонтального отклонения, создают в этих областях цилиндрические линзы, вызывающие дополнительное отклонение луча.

Искажения могут быть значительно уменьшены за счет так называемого симметричного включения отклоняющих пластин (рис. 8.28). При этом обе пластины каждой пары соединяются между собой через делитель напряжения, составленный из двух одинаковых высокоом-



Рис. 8.28. Симметричное включение отклоняющих пластин

ных (несколько мегом) резисторов, и средняя точка делителя соединяется с анодом прожектора. При симметричном включении поля в пространстве отклонения получаются симметричными относительно средней плоскости отклоняющей системы и трапецеидальное искажение практически устраняется. Точно так же скорость электронов из-за неэквипотенциальности пространства отклонения изменяется относительно меньше, чувствительность отклонения меньше зависит от величины отклоняющего напряжения. И, наконец, образующи-

еся за счет полей рассеяния цилиндрические линзы также становятся симметричными и их действие проявляется в меньшей степени. Поэтому симметричное включение отклоняющих пластин является преимущественным.

Искажения можно уменьшить подбором формы прорезей в экранах, устанавливаемых между пластинами вертикального и горизонтального отклонения, а также между анодом прожектора и отклоняющей системой. Вредное действие цилиндрической линзы, образующейся между анодом прожектора и входным краем отклоняющей системы, иногда можно компенсировать небольшим изменением среднего потенциала между отклоняющими пластинами относительно анода прожектора.

Нарушение линейности при одинаковых углах отклонения меньше в случае магнитного отклонения по сравнению с электростатическим. Это объясняется главным образом тем, что магнитная отклоняющая сила (сила Лоренца) всегда перпендикулярна направлению скорости электронов и при магнитном отклонении величина скорости (энергии) электронов принципиально не может измениться. Однако анализ магнитного отклонения показывает, что даже при совершенно однородных магнитных полях имеется нарушение линейности.

Допустим, что обе отклоняющие магнитные системы питаются токами, изменяющимися во времени по пилообразному закону (обычная телевизионная развертка). Предположим также, что в любой момент времени отклоняющие поля обеих систем строго однородны во всей области отклонения и взаимно перпендикулярны. В этом случае, очевидно, на экране возникнет прямоугольный растр, т. е. искажений не будет. Однако время нахождения электронов в поле одной системы будет зависеть от величины отклонения луча второй системой (предполагается, как это обычно бывает на практике, что поля систем совмещены в пространстве). Например, время нахождения электронов в поле катушек вертикального отклонения будет тем больше, чем на больший угол отклонится луч полем системы горизонтального отклонения, так как при этом удлиняется путь электронов. Поэтому горизонтальный импульс, переданный электронам луча при неизменной величине индукции горизонтально отклоняющего поля, будет тем больше, чем больше, чем больше угол отклонения в вертикальном направлении.

Это обстоятельство приводит к нарушению линейности: растр на экране при использовании идеально однородных отклоняющих полей принимает подушкообразную форму. Аберрацию можно значительно уменьшить, применяя отклоняющие поля слегка подушкообразной формы (рис. 8.29). В этом случае при больших углах отклонения электроны попадают в области с меньшей, чем вблизи оси, магнитной индукцией и вследствие уменьшения отклоняющей силы, несмотря на большее время нахождения электронов в поле, подушкообразность растра уменьшается. Практически указанная коррекция осуществляется приданием соответствующей формы отогнутым краям катушек.



Рис. 8.29. Подушкообразное отклоняющее поле

Вторая группа аберраций отклоняющих систем, приводящая к искажению формы пятна

на экране, т. е. к нарушению фокусировки, вызывается главным образом конечной величиной сечения электронного пучка в пространстве отклонения. Эти аберрации практически всегда имеют место, так как пучок по выходе из прожектора принципиально не может быть сделан бесконечно тонким. Более того, часто целесообразно иметь не очень малый апертурный угол со стороны экрана (см. § 8.2).

На рис. 8.30 схематически показано возникновение нарушения фокусировки (астигматизма) при электростатическом отклонении. Предположим, что пучок круглого сечения отклоняется однородным полем плоскопараллельных пластин электростатической отклоняющей системы. Неотклоненный пучок (пунктирные линии на рисунке) фокусируется в точку в плоскости экрана. Предположим также, что отклоняющее поле резко спадает до нуля вне пластин. Кроме того, допустим, что использовано симметричное включение пластин, т. е. потенциал в средней плоскости отклоняющей системы равен потенциалу выходного электрода прожектора.

Очевидно, электроны, движущиеся по траекториям, лежавшим до отклонения в так называемой сагиттальной плоскости, т. е. в плоскости, перпендикулярной плоскости отклонения луча (плоскость *ab* на рис. 8.30), испытывают одинаковое действие отклоняющего поля и будут находиться в этом поле одинаковое время независимо от того, проходит траектория вблизи точки *a* или *b*. Лучи же, находившиеся до отклонения в меридиональной плоскости (плоскость *cd* на рис. 8.30), отклонятся по-разному в зависимости от их первоначального положения, т. е. в зависимости от того, находились ли они вблизи точки *с* или *d*. В самом деле, электроны, движущиеся в меридиональной плоскости вблизи точки *с*, имеют несколько меньшую скорость, чем электроны, проходящие вблизи точки *d*, так как потенциал в точке *с* ниже, а потенциал в точке *d* выше потенциала в средней плоскости. Эта разность потенциалов, а следовательно, и разность скоростей будет тем больше, чем больше отклоняющее напряжение.



Рис. 8.30. Возникновение астигматизма электростатической отклоняющей системы

Вследствие разницы в скоростях электроны, проходящие вблизи точки *с*, будут находиться в отклоняющем поле дольше и отклоняться сильнее, чем более быстрые электроны, пролетающие вблизи точки *d*.

Таким образом, электроны, движущиеся по траекториям, лежащим в меридиональной плоскости, пересекутся не в плоскости экрана, а ближе к отклоняющей системе и на экра-

не вместо точки (круглого пятна) образуется вертикальная черточка (или эллипс). Это искажение формы пятна получило название а стигматизма отклоняющей системы, так как аберрационная фигура аналогична получающейся при астигматизме фокусирующей линзы прожектора.

Астигматизм отклоняющей системы зависит от сечения пучка в области отклонения, а также от угла отклонения. Приближенно можно считать, что размер аберрационной фигуры (большая ось эллипса) линейно зависит от угла раствора пучка и квадратично от угла отклонения.

В реальных отклоняющих системах нарушение фокусировки при больших углах отклонения обусловливается еще одной причиной. Поля рассеяния за краями пластин в общем случае образуют цилиндрическую линзу, ось которой лежит в сагиттальной плоскости. Эта линза оказывает фокусирующее действие на лучи, проходящие вблизи меридиональной плоскости, и эти лучи пересекаются перед плоскостью экрана. В то же время на сагиттальные лучи цилиндрическая линза не действует и они создают изображение кроссовера в плоскости экрана. В результате действия цилиндрической линзы пятно на экране искажается — приобретает форму эллипса.

Астигматизм, вызванный фокусирующим действием цилиндрической линзы, имеет место даже при небольшом угле отклонения и существенно возрастает с увеличением этого угла. Это объясняется тем, что с повышением отклоняющего напряжения возрастает градиент потенциала между отклоняющей системой и вторым анодом прожектора (или экраном, имеющим потенциал выходного электрода прожектора), вследствие чего увеличивается оптическая сила цилиндрической линзы. Астигматизм, вызванный фокусирующим действием цилиндрических линз, значительно меньше при симметричном включении пластин. Кроме того, его можно уменьшить подбором наиболее выгодного расположения экранов между обеими парами отклоняющих пластин и на выходе из системы, а также изменением формы прорезей в этих экранах. Заметный эффект достигается и некоторым смещением

среднего потенциала в пространстве отклонения относительно потенциала второго анода.

Магнитным отклоняющим системам также присущ астигматизм. Как известно. однородное поперечное магнитное поле обладает фокусирующим действием. Таким образом, магнитная система не только отклоняет пучок, но и дополнительно фокусирует его. Это дополнительное фокусирующее действие нельзя скомпенсировать изменением настройки линзы прожектора, так как оптическая сила дополнительной линзы не постоянна и изменяется примерпропорционально квадрату угла от-HO клонения. Поскольку, дополнительное собирающее действие испытывают только



Рис. 8.31. Возникновение астигматизма магнитной отклоняющей системы

лучи, лежащие в плоскости отклонения, пучок, имевший при входе в отклоняющую систему круглое сечение, в плоскости экрана становится эллиптическим, и на экране возникает аберрационная фигура, характерная для астигматизма. Если отклоняющее поле неоднородно, то это тоже приводит к нарушению фокусировки.

На рис. 8.31 показано сечение электронного пучка в области неоднородного магнитного поля. Нетрудно видеть, что вследствие искривления магнитных силовых линий сила Лоренца имеет не только горизонтальную составляющую, отклоняющую пучок в заданном направлении, но также вертикальную составляющую, величина и ориентация которой различны в разных точках сечения пучка. Наличие этой составляющей приводит к изменению формы сечения пучка возникает астигматизм. Поскольку астигматизм имеет место даже при отклонении однородным полем, естественно попытаться найти слегка неоднородные поле, в котором он был бы минимальным. Такое поле может быть рассчитано аналитически. Оказывается, что минимальный астигматизм получается при использовании для отклонения слегка подушкообразных полей.

Необходимо иметь в виду, что одновременное выполнение обоих требований — высокой линейности и высокой разрешающей способности (хорошей фокусировки) — при больших углах отклонения принципиально невозможно. Действительно, для обеспечения линейности отклонения экран должен быть плоским, а для сохранения фокусировки поверхность его должна быть частью сферы с центром, совпадающим с центром отклонения луча. Очевидно, эти требования не могут быть выполнены одновременно, так что даже если бы удалось создать идеальные отклоняющие системы, свободные от аберраций, некоторое нарушение линейности или фокусировки при отклонении луча на не очень малые углы все равно имело бы место.

В настоящее время с помощью ЭВМ удалось найти оптимальные отклоняющие поля, обеспечивающие минимальные искажения при отклонении. Расчет сводится к решению полевой задачи и траекторному анализу, на основании которого вносятся соответствующие коррекции. Возможен и другой подход к расчету отклоняющих систем. Отклоняющее поле с оптической точки зрения является призмой. В этом случае искажения при отклонении можно рассматривать как аберрации призмы — ошибки изображения третьего порядка (а при необходимости и более высоких порядков). С помощью ЭВМ возможно рассчитать коэффициенты аберраций и соответствующим изменением поля добиться их минимизации.

Как отмечалось, одним из основных преимуществ электростатических отклоняющих систем является их малая инерционность, т. е. возможность управлять положением луча при высоких частотах отклоняющих сигналов. Если предположить, что время пролета электрона сквозь отклоняющую систему сколь угодно мало, то система будет безынерционной. Практически, даже при достаточно высоких напряжениях, ускоряющих электроны луча, время нахождения электрона в отклоняющем поле хотя и мало, но все же конечно и если за это время отклоняющее поле изменится, кривая, вычерчиваемая на экране электронным лучом, начнет отображать исследуемый сигнал с заметными искажениями, причем погрешность будет возрастать с увеличением частоты сигнала.

Таким образом, одной из причин, ограничивающих верхний предел частоты сигнала, доступный для исследования обычными электронно-лучевыми осциллографами, является конечное время пролета электронов внутри отклоняющей системы.

Рассмотрим влияние времени пролета электронов на чувствительность электростатической отклоняющей системы. Предположим, что электрон влетает в пространство между двумя параллельными отклоняющими пластинами длиной l, расположенными на расстоянии b одна от другой, со скоростью v_z в направлении оси. К пластинам подведено переменное отклоняющее напряжение $U_{\text{отк}}$. Тогда мгновенное значение отклоняющей напряженности поля $E \approx U_{\text{отк}}/b$ и согласно соотношению (1.6) угол отклонения

$$\alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{eU_{OTK}}{mb} \frac{z}{v_2^2} \,. \tag{8.96}$$

Если за время пролета электрона между пластинами величина $U_{\text{отк}}$ не успевает существенно измениться, то выражение (8.96) при замене z на l совпадает с первым уравнением (8.69).

Допустим теперь, что напряжение $U_{\text{отк}}$ изменяется за время пролета электрона на заметную величину. В этом случае можно оценить изменение угла а на небольшом протяжении вдоль оси OZ (на отрезке dz):

$$da = \frac{e}{m} \frac{U_{\text{OTH}}}{b \sigma_z^2} dz.$$
 (8.97)
Для определения конечного угла отклонения необходимо проинтегрировать выражение (8.97) в пределах от 0 до l. Так как обычно бывает задан закон изменения $U_{\text{отк}}$ во времени, а не по длине пластин, целесообразно интегрирование по z заменить интегрированием по t(используя $dz = v_z dt$):

$$a = \int_{0}^{\tau} \frac{e}{m} \frac{U_{\text{OTK}}(t)}{bv_{z}} dt, \qquad (8.98)$$

где $\tau = l/v_z$ — время пролета электрона.

۰.

Предположим, что отклоняющее напряжение изменяется по синусоидальному закону:

$$U_{\text{OTE}} = U_m \sin \omega t. \tag{8.99}$$

В общем случае электрон может влетать в отклоняющее поле в любой фазе отклоняющего напряжения. Поэтому интегрирование следует вести от некоторого значения t до $t + \tau$:

$$\alpha = \frac{e}{m} \frac{U_m}{bv_z} \int_{t}^{t+\tau} \sin \omega t dt = \frac{e}{m} \frac{U_m}{bv_z \omega} \left[\cos \omega t - \cos \omega \left(t + \tau \right) \right] =$$
$$= \frac{2e}{m} \frac{U_m}{bv_z \omega} \sin \omega \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \sin \frac{\omega \tau}{2}. \quad (8.100)$$

Первый множитель в выражении (8.100) можно преобразовать, заменяя v_z на l/τ :

$$\alpha = \frac{e}{m} \frac{l}{bv_z^2} U_m \sin \omega \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \frac{\frac{\sin \omega \tau}{2}}{\frac{\omega \tau}{2}}.$$
 (8.101)

Если расстояние от отклоняющей системы до экрана равно L', то отклонение луча на экране

$$h = \frac{lL'}{2bU_{a}} U_{m} \sin \omega \left(t + \frac{\tau}{2}\right) \frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{\frac{\omega \tau}{2}}$$
(8.102)

(здесь величина v_z выражена через ускоряющее напряжение U_a).

Чувствительность к отклонению получается делением *h* на отклоняющее напряжение:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{d} = \frac{lL'}{2bU_{a}} \cdot \frac{\sin\frac{\omega\tau}{2}}{\frac{\omega\tau}{2}} \cdot \cdot \cdot (8.103)$$

Чувствительность, определяемая выражением (8.103), называется динамической, так как это выражение получено с учетом времени пролета электронов.

Первый множитель в выражении (8.103) является обычной статической чувствительностью [ср. с выражением (8.79)]. Поэтому это соотношение может быть представлено в виде

$$\varepsilon_d = \varepsilon \frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{\frac{\omega \tau}{2}}$$
 (8.104)

Выражения (8.102) и (8.104) показывают, что при соизмеримости времени пролета электрона между пластинами с периодом исследуемого переменного напряжения кривая, описываемая электронным лучом на экране, будет отображать исследуемое переменное напряжение с амплитудными и фазовыми искажениями.

В случае синусоидального отклоняющего напряжения форма кривой искажаться не будет; фазовый сдвиг, согласно выражению (8.102) равный $\varphi = \omega \tau/2$, зависит от частоты и времени пролета, уменьшаясь с уменьшением ω и τ .

Динамическая чувствительность при изменении частоты может обращаться в нуль (при $\varphi \tau/2 = 2\pi n$, где n = 1, 2, 3, ...) и изменять знак. Зависимость ε_d от частоты приведена на рис. 8.32.

Выражение (8.104) может быть записано в виде

$$\varepsilon_d = \zeta \varepsilon,$$
 (8.105)
где $\zeta = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon} = \frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{\frac{\omega \tau}{2}}$ — мера амплитудной погрешности.

Чем ближе ζ к единице, тем точнее будет передан исследуемый высокочастотный сигнал. Амплитудная погрешность является функцией частоты f исследуемых колебаний, длины отклоняющей системы и ускоряющего напряжения U_a .



Рис. 8.32. Зависимость динамической чувствительности от частоты

362

Вторым фактором, приводящим к заметным искажениям при подведении к отклоняющим пластинам высокочастотного сигнала, является конечная величина емкости отклоняющей системы. Емкость отклоняющей системы является нагрузкой на конце линии, подводящей сигнал к отклоняющим пластинам. Так как подводящая линия обладает определенным волновым сопротивлением Z_c , из-за наличия на конце линии нагрузки амплитуда напряжения на отклоняюших пластинах будет меньше, чем на входе линии. Это уменьшение

амплитуды равнозначно сничувствительности. жению Чем больше волновое сопротивление подводящей линии. тем сильнее уменьшается чувствительность. На рис. 8.33 приведены кривые изменения чувствительлинамической ности отклоняющей системы в зависимости от частоты для пазличных значений волнового сопротивления подводяшей линии. Из рисунка вилно, что даже для системы с небольшой емкостью при час-



Рис. 8.33. Зависимость динамической чувствительности от частоты при различных значениях волнового сопротивления подводящей линии

тотах выше 1000 МГц чувствительность начинает заметно уменьшаться.

Таким образом, оба рассмотренных фактора (время пролета электронов и емкость отклоняющей системы) имеют существенное значение при использовании высокочастотного отклоняющего напряжения. Ослабление этих факторов возможно за счет уменьшения длины отклоняющих пластин, однако последнее приводит к снижению чувствительности и ограничивается некоторыми пределами. Практически уменьшать длину пластин до величины меньше 10 мм нецелесообразно, так как при более коротких пластинах область полей рассеяния за краями пластин становится соизмеримой с длиной пластин, что вызывает дополнительные искажения. Емкость отклоняющей системы определяется площадью пластин, поэтому для уменьшения емкости следует уменьшать не только длину, но и ширину пластин. Кроме того, для уменьшения емкости и индуктивности проводников, по которым высокочастотный сигнал подводится к отклоняющим пластинам, выводы от отклоняющей системы в высокочастотных трубках выполняют в виде коротких отрезков проволоки, проходящих через горловину трубки непосредственно в месте расположения отклоняющих пластин.

Но даже при использовании коротких и узких пластин и коротких выводов при частотах отклоняющего напряжения выше 1000 МГц появляются амплитудные и фазовые искажения, ограничивающие применение обычных отклоняющих систем в СВЧ-диапазоне.

Для осциллографирования СВЧ-процессов были предложены и находят практическое применение принципиально новые отклоняю-

щие устройства — системы с бегущей волной. В этих системах отклонение луча осуществляется полем СВЧ-волны, бегущей вдоль спиральной отклоняющей системы, т. е. используется тот же принцип замедления фронта волны, что и в усилительных СВЧ-лампах бегущей волны.

Отклоняющую систему с бегущей волной выполняют в виде спирали, помещенной в кожух с потенциалом второго анода прожектора. При распространении по виткам спирали СВЧ-напряжения со скоростью света вдоль спирали бежит волна с



Рис. 8.34. Спиральная отклоняющая система

фазовой скоростью, во столько раз меньшей скорости света, во сколько раз шаг спирали меньше длины ее витка. Применяя спираль с небольшим шагом и сравнительно большим диаметром, нетрудно получить фазовую скорость (скорость фронта волны), значительно меньшую скорости света. Например, при отношении длины витка к

шагу спирали, равном 10, фазовая скорость составит 3 · 10⁷ м/с. Такую скорость приобретают электроны, прошедшие ускоряющую разность потенциалов около 2,5 кВ. Таким образом, даже при сравнительно невысоких ускоряющих напряжениях можно получить поток электронов со скоростью, равной фазовой скорости СВЧ-волны. Очевидно, в этом случае электроны луча будут все время находиться в одной фазе отклоняющего напряжения.

Отклоняющее поле, пронизываемое электронным лучом, целесообразно создавать в пространстве между спиралью и кожухом в виде цилиндра, окружающего спираль. Напряженность отклоняющего поля, а следовательно, и сила, действующая на электрон, будут тем больше, чем меньше расстояние между спиралью и кожухом. Кроме того, переданный импульс будет тем больше, чем длиннее спираль.

Рассмотрим спиральную отклоняющую систему, состоящую из *n* витков с шагом Λ , шириной витка l' и расстоянием между витками l'' (рис. 8. 34).

Уравнение движения электрона в направлении оси ОУ может быть записано в виде

$$m\frac{dy}{dt} = -eE_y. \tag{8.106}$$

Поле между витком спирали и кожухом приближенно можно считать однородным. Тогда, если отклоняющее напряжение синусоидально, можно записать

$$E_y = \frac{U_{\text{OTR}}}{b} = \frac{U_m}{b} \sin \omega t, \qquad (8.107)$$

где b — расстояние между витками спирали и кожухом.

364

Подставим выражение для Е, из (8.107) в (8.106):

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{e}{m} \frac{U_m}{b} \sin \omega t \qquad (8.108)$$

и проинтегрируем в пределах от t до $t + \tau'$ (где τ' — время пролета электрона под витком спирали):

$$v'_{y} = -\frac{eU_{m}}{mb\omega} \int_{t}^{t+\tau} \sin \omega t dt = \frac{e}{m} \frac{U_{m}}{b\omega} \left[\cos \omega \left(t + \tau' \right) - \cos \omega t \right] =$$
$$= \frac{2e}{m} \frac{U_{m}}{b\omega} \sin \omega \left(t + \frac{\tau'}{2} \right) \sin \frac{\omega \tau'}{2}. \qquad (8.109)$$

Умножив и разделив выражение (8.109) на $\tau' = l'/v_z$, получим

$$v'_{y} = \frac{e}{m} \frac{U_{m}l'}{bv_{z}} \sin \omega \left(t + \frac{\tau'}{2}\right) - \frac{\sin \frac{\omega \tau'}{2}}{\frac{\omega \tau'}{2}}, \qquad (8.110)$$

где множитель $\frac{\sin \frac{\omega \tau'}{2}}{\frac{\omega \tau'}{2}} = \zeta$ есть коэффициент уменьшения чувстви-

тельности.

Очевидно, максимальное значение скорости будет при $\left(\omega t + \frac{\omega \tau'}{2}\right) = \frac{\pi}{2} n$, где n = 1, 3, 5, ...: $v_{y \max} = \frac{e}{m} \frac{U_m l'}{bv_z} \zeta.$ (8.111)

При пролете между витками спирали (где, по допущению, поле равно нулю) величина скорости v'_y не изменяется. При влете под следующий виток электрон снова вступает в поле. Как нетрудно убедиться, при равенстве продольной скорости электрона фазовой скорости волны поперечная скорость, приобретаемая электроном под вторым витком, будет равна скорости, приобретенной им под первым витком, и иметь то же направление. Для этого необходимо, чтобы электрон влетел под второй виток в той же фазе, что и под первый.

Изменение фазы электрона можно представить углом пролета:

$$\Delta \varphi_{\mathfrak{s}} = \omega \left(\tau' + \tau'' \right) = \omega \frac{l' + l''}{v_z} = \omega \frac{\Lambda}{v_z}. \tag{8.112}$$

За это же время $\tau' + \tau''$ фаза волны изменится на

$$\Delta \varphi_{\rm B} = \omega \, \frac{\Lambda}{v_{\Phi}} \,, \tag{8.113}$$

где v_ф — фазовая скорость волны.

При $v_z = v_{\Phi} \Delta \phi_{\Theta} = \Delta \phi_{B}$, т. е. необходимое условие для дальнейшего накопления скорости выполняется.

Поскольку при пролете электрона под каждым следующим витком будут выполняться те же условия, что и для второго витка, скорость в направлении оси *OY* после пролета электроном всей спирали будет равна сумме скоростей, приобретенных им при пролете каждого витка:

$$v_y = \sum_{1}^{n} v_y = \frac{e}{m} \frac{U_m}{bv_z} \zeta nl'. \qquad (8.114)$$

Здесь $nl' = l_1 - длина$, занимаемая всеми витками спирали, — приведенная длина, отличающаяся от геометрической длины спирали на сумму промежутков между витками.

В соответствии с выражением (8.114) определим чувствительность к отклонению трубки с бегущей волной:

$$\varepsilon = \frac{L'v_y}{v_z U_m} = \frac{l_1 L'}{2b U_a} \zeta. \tag{8.115}$$

Выражение (8.115) показывает, что чувствительность трубки с бегущей волной приближается к чувствительности обычной осцил-

лографической трубки, так как множитель $\zeta = \frac{\sin \frac{\omega \tau'}{2}}{\frac{\omega \tau'}{2}}$, учитываю-

щий амплитудную погрешность при пролете электроном одного витка спирали, можно приблизить к единице уменьшением ширины витка l' и времени пролета электрона за счет достаточно высокого значения U_a .

Конечно, высокой чувствительности можно достигнуть лишь при строгом равенстве продольной скорости электрона v_z и фазовой скорости волны v_{Φ} . Так как геометрические размеры спирали, определяющие замедление волны, не могут быть произвольно изменены при эксплуатации отклоняющей системы с бегущей волной, необходимо регулировать ускоряющее напряжение для обеспечения равенства $v_z = v_{\Phi}$. Чувствительность отклоняющей системы имеет резко выраженный максимум при $v_z = v_{\Phi}$.

Системы с бегущей волной обеспечивают удовлетворительную чувствительность при частотах отклоняющего напряжения до нескольких гигагерц.

§ 8.4. Люминесцентные экраны

Экраном называется конструктивный элемент электронно-лучевого прибора, на котором воспроизводится оптическое изображение. У большинства приемных электронно-лучевых трубок, потенциалоскопов с видимым изображением и электронно-оптических преобразователей экран состоит из подложки (которой чаще всего является дно колбы) и нанесенного на нее светосостава (люминофора). В ряде приборов поверх слоя люминофора наносится проводящее покрытие, обычно тонкий слой алюминия.

Слой люминофора (светосостав) преобразует кинетическую энергию электронов луча в энергию излучения в видимом диапазоне длин волн. Свечение люминофора под действием электронных ударов называют катодолюминесценцией, а сами светящиеся экраны — люминесцентными или люминесцирующими.

Свойства экрана определяются в основном родом вещества, преобразующего энергию электронного луча в световую энергию. Однако род подложки, способ нанесения светосостава, его структура, наличие примесей и дополнительных покрытий, термическая обработка и некоторые другие факторы могут заметно изменить свойства экрана. Точно так же параметры электронного луча, возбуждающего свечение, например воз-



Рис. 8.35. Схема возникновения катодолюминесценции

буждение экрана неподвижным или бегущим лучом, при одинаковой мощности луча влияют на характеристики экрана.

Согласно современным представлениям, явление свечения катодолюминофора объясняется переходом электронов с более высокого энергетического уровня на один из разрешенных низших уровней. При таком переходе выделяется квант света с энергией, определяемой разностью энергий верхнего и нижнего энергетических уровней (рис. 8.35). Как видно из рисунка, внутри достаточно широкой (1,5— 2 эВ) запрещенной зоны W_0 имеются локальные разрешенные уровни, возникшие за счет примесей и дефектов кристаллической решетки. Таким образом, катодолюминофоры по своим физическим свойствам близки к примесным полупроводникам, и наличие дополнительных уровней в запрещенной зоне, определяющее их полупроводниковый характер, играет существенную роль в процессе возникновения свечения.

При бомбардировке кристаллов люминофора электронами пучка, возбуждающего свечение, часть электронов из валентной зоны может быть переброшена в зону проводимости (переходы 1-2, 3-4, 7-8 на рис. 8.35). Если в результате таких переходов электроны окажутся в зоне проводимости на уровнях, лежащих выше потенциального барьера (переход 3-4), то они смогут покинуть кристалл — возникнет вторичная электронная эмиссия. Вторичная электронная эмиссия катодолюминофоров имеет большое значение в работе электронно-лучевых приборов. Электроны, остающиеся в зоне проводимости, повышают электропроводность кристаллов. Это явление, известное под названием возбужденной проводимости, используют в некоторых типах запоминающих трубок (см. гл. 11). Однако лишь некоторая доля вторичных электронов покидает экран. Значительная часть вторичных электронов взаимодействует с кристаллами люминофора, вызывая новые акты возбуждения или выход третичных электронов, которые, в свою очередь, могут возбуждать люминофор. Акты возбуждения вторичными и третичными электронами даже более вероятны, чем непосредственное возбуждение быстрыми (первичными) электронами.

Электроны, переброшенные в зону проводимости, но не вышедшие за пределы кристалла, быстро переходят на свободные нижние уровни зоны проводимости (переходы 2-5, 8-9). У этих электронов имеются две возможности для рекомбинации с дыркой — переход либо непосредственно в валентную зону, либо на один из локальных уровней (переход 5-6). Первый переход, как показывает теоретический расчет, мало вероятен (он сопровождался бы выделением кванта с энергией $hv_0 = W_0$.) Более вероятен переход на один из локальных уровней, сопровождающийся выделением кванта с энергией $hv_1 =$ $\tilde{W} = W_1 < W_0$. Так как в реальных кристаллах имеется целый ряд локальных уровней, спектр излучения катодолюминофора обычно занимает некоторую полосу с выраженным максимумом, соответствующим переходам электронов с нижнего уровня зоны проводимости на наиболее распространенные в данном кристалле локальные уровни. Кроме того, размытие спектра излучения в значительной мере обусловливается тепловыми колебаниями атомов кристаллической решетки люминофора.

Рассмотренный механизм возникновения катодолюминесценции позволяет предположить, что спектр излучения определяется только природой люминофора и не зависит от параметров пучка, возбуждающего свечение (плотности тока, энергии электронов, скорости перемещения луча по экрану). Однако опыт показывает, что изменение параметров пучка в некоторых случаях влияет на цвет свечения экрана. Это влияние особенно заметно при наличии нескольких полос в спектре излучения. Условия возбуждения для разных полос неодинаковы: коротковолновое излучение в большей степени возбуждается быстрыми (первичными) электронами, длинноволновое — медленными (вторичными) и третичными электронами. Поэтому при изменении, например, ускоряющего напряжения возрастает интенсивность коротковолнового излучения с ростом энергии электронов, что и наблюдается как изменение цвета свечения экрана.

Переходы 1—2—5—6 протекают довольно быстро (10⁻⁸—10⁻⁹ с), поэтому разгорание и затухание свечения люминофора должно было бы происходить практически мгновенно. Однако опыт показывает, что разгорание в большинстве случаев протекает быстро, а затухание (уменьшение яркости после прекращения электронной бомбардировки катодолюминофора) иногда растягивается во времени до нескольких секунд и даже минут. Наличие длительного послесвечения объясняется задержкой электронов в так называемых электронных ловушках — локальных дефектах кристаллической решетки, захватывающих электроны из зоны проводимости и удерживающих их дли-

368

тельное время. Из ловушки электрон за счет теплового возбуждения может перейти в зону проводимости, а оттуда — на один из локальных уровней с выделением кванта света. Такой переход с задержкой в ловушке представлен на рис. 8.35 цепочкой 7—8—9—10—11—12.

Эффективное преобразование энергии электронного луча в излучение люминофора возможно лишь при наличии дефектов кристаллической решетки - локальных уровней в запрещенной зоне. В некоторых случаях подобные дефекты могут возникать при термической обработке люминофора. Например, при прогреве окиси цинка в кристаллической решетке обнаруживаются избыточные атомы цинка. Такие же нарушения стехиометрической закономерности наблюдаются в некоторых вольфраматах, например в CaWO₄, используемом в качестве катодолюминофора. Обычно для получения необходимой яркости свечения катодолюминофоры активируют, т. е. вводят в основное вещество, например сульфид или силикат цинка, небольшое количество примесей, называемых активаторами. В качестве активаторов часто используют тяжелые металлы - Ag, Cu, Mn. Концентрацию примеси-активатора обычно подбирают экспериментально, как правило, достаточны доли процента активатора по отношению к основному веществу.

Поскольку основные свойства экрана зависят от катодолюминофора, требования, предъявляемые к экранам электронно-лучевых приборов, являются определяющими в выборе люминофора. Первое наиболее существенное требование — высокая эффективность преобразования энергии электронов луча в световое излучение. В соответствии с этим люминофор должен обладать достаточно высоким энергетическим выходом (к. п. д.), рассчитываемым как отношение энергии излучения люминофора к энергии, приносимой на экран возбуждающим свечение электронным лучом. Энергетический выход люминофоров невелик (8-10%), у наиболее эффективных люминофоров он достигает 15—20%. Второе существенное требование — определенный состав излучения (цвет свечения) люминофора. Очень важным является также определенный характер затухания свечения или длительность послесвечения (свечения после прекращения электронной бомбардировки). Немаловажную роль играют вторично-эмиссионные свойства экрана, так как отвод электрического заряда с непроводящего экрана во многих типах приборов возможен только за счет вторичной электронной эмиссии.

Общим требованием, предъявляемым к люминофору, является его достаточно высокая физико-химическая стойкость. Люминофор должен быть влагоустойчивым, так как в противном случае затрудняется его хранение и нанесение на подложку. Люминофор не должен изменять своих свойств при нагреве до температуры 400—450°С вследствие необходимости прогрева колбы электронно-лучевых приборов до указанной температуры в процессе заварки и обезгаживания стекла. Люминофор не должен заметно изменять свои параметры при измельчении до размера зерна в несколько микрометров. И, наконец, он должен быть хорошим вакуумным материалом, т. е. легко обезгаживаться и не выделять пара и газа в высоком вакууме. Свойство экранов удобно определять его характеристиками и параметрами.

Одним из основных параметров экрана является с в е то в а я о т д а ч а, определяемая как отношение силы света, излучаемого в направлении, перпендикулярном поверхности экрана, к мощности возбуждающего свечения электронного луча:

$$\eta = J_{\rm cB}/P_{\rm PH}, \qquad (8.116)$$

где n имеет размерность кд/Вт.

Очевидно, световая отдача, так же как и энергетический выход, характеризует эффективность преобразования энергии электронного



Рис. 8.36. Зависимость световой отдачи от¹ ускоряющего напряжения

луча в энергию, излучаемую люминофором. В большинстве случаев излучение люминофора целиком лежит в видимой части спектра, поэтому как световая отдача, так и энергетический выход одинаково полно характеризуют экран. Световая отдача экранов в зависимости от рода люминофора, величины его зерна, способов нанесения и т. д. изменяется от десятых долей канделлы на ватт до 15 кд/Вт. Световая отдача зависит от энергии электронов луча: при малых скоростях (энергиях) электроны возбуждают свечение в поверхностном слое люминофора и значительная часть света поглощается светосос-

тавом (при наблюдении со стороны, противоположной электронному лучу). С увеличением энергии электронов световая отдача возрастает, но при очень больших скоростях часть электронов «простреливает» слой люминофора насквозь, не производя возбуждения, световая отдача падает (рис. 8.36). При увеличении плотности тока возбуждающего луча световая отдача несколько уменьшается из-за насыщения яркости.

Для практической оценки свойств экранов служит параметр я р к о с т ь с в е ч е н и я, определяемый как сила света, излучаемого 1 м² равномерно светящейся поверхности в направлении наблюдателя. Яркость измеряют в канделлах на метр квадратный (кд/м²). Поскольку яркость свечения характеризуется силой света экрана, а сила света зависит от мощности возбуждающего электронного луча, яркость также зависит от мощности — тока и ускоряющего напряжения, определяющего скорость электронов, приходящих на экран. На основании теоретических расчетов и экспериментальных исследований зависимость яркости свечения от параметров электронного луча может быть представлена выражением

$$B = AJ (U_{a} - U_{0})^{n}, \qquad (8.117)$$

где A — коэффициент, характеризующий люминофор; J — плотность тока электронного луча; U_a — ускоряющее напряжение; U_0 — на-

чальный потенциал, определяемый как минимальное ускоряющее напряжение, при котором возникает свечение; n — показатель степени (для разных люминофоров $n = 1 \div 2,5$).

Величина U₀ для практически используемых люминофоров лежит в пределах 30—300 В. Экспериментально полученные характеристики яркости свечения экрана (рис. 8.37) показывают, что зависимость яркости от ускоряющего напряжения (рис. 8.37, *a*) имеет параболический характер, т. е. хорошо удовлетворяет уравнению (8.117) в широком интервале ускоряющих напряжений (имеются данные для U_a =



Рис. 8.37. Зависимости яркости свечения экрана от ускоряющего напряжения (а) и плотности тока луча (б)

= 200 кВ). В то же время линейный характер зависимости яркости от плотности тока (рис. 8.37, б) сохраняется лишь при малых значениях $J = 10^{-5} \div 10^{-4}$ А/см². При больших плотностях тока наблюдается заметное отступление от линейного закона — наступает насыщение яркости и дальнейшее возрастание тока приводит к нагреванию экрана и разрушению люминофора. Приведенные зависимости показывают, что для увеличения яркости свечения целесообразно повышать ускоряющее напряжение, оставляя плотность тока луча небольшой.

Одной из характеристик экрана, определяющей цвет его свечения, является спектральная характеристика. Видимый (кажущийся) цвет свечения экрана однозначно определяется положением и интенсивностью полос излучения люминофора (предполагается, что прозрачная подложка экрана не обладает избирательным лучепоглощением), т. е. его спектральной характеристикой. В то же время заданному цвету свечения может соответствовать множество спектральных характеристик. Наиболее точно цвет свечения экрана можно определить по цветовым координатам полос излучения на цветовом треугольнике. Большинство люминофоров, применяемых для изготовления экранов электронно-лучевых приборов, имеет один максимум на спектральной характеристике, положение которого и определяет в основном видимый цвет свечения экрана. В зависимости от назначения прибора цвет свечения экрана выбирают различным. Экраны, предназначенные для непосредственного наблюдения глазом, должны иметь спектральную характеристику, близкую к кривой спектральной чувствительности глаза. В этом случае при прочих равных условиях (одинаковой



Рис. 8.38. Спектральная характеристика виллемита и кривая спектральной чувствительности глаза (пунктир)

излучаемой световой энергии) изображение на экране будет казаться наиболее ярким. Поскольку максимум чувствительности глаза лежит в желто-зеленой части спектра, желательно, чтобы излучение экранов приборов для визуального наблюдения было сосредоточено именно в этой области спектра. В качестве примера на рис. 8.38 приведена спектральная характеристика экрана, покрытого виллемитом --- ортосиликатом цинка, активированного марганцем. На этом же рисунке пунктиром показана кривая спектральной чувствительности глаза; видно, что обе характеристики достаточно близки (на

спектральных характеристиках по оси ординат обычно откладывают значение яркости свечения экрана в процентах от максимального значения).

В тех случаях, когда изображение на экране необходимо фотографировать, целесообразно иметь экран с более коротковолновым излучением, так как фотоэмульсии более чувствительны к коротковолновой области спектра. Принципиально возможно получение люминофора с максимумом излучения в ультрафиолетовой области, однако такие люминофоры не получили распространения из-за сильного поглощения ультрафиолетовых лучей стеклом дна колбы и оптической системой фотоаппарата. Поэтому экраны, предназначенные для фотографирования, имеют синий или фиолетовый цвет свечения.

Экраны кинескопов черно-белого телевидения должны иметь цвет свечения, близкий к белому, однако физическая природа катодолюминесценции не позволяет создать однородный люминофор, излучающий непрерывный (белый) спектр. Поэтому экраны телевизионных трубок покрывают смесью двух (иногда трех) люминофоров, светящихся дополнительными цветами. Экраны цветных кинескопов имеют покрытие из отдельных элементов (кружков или полос), имеющих зеленый, синий и красный цвета свечения. В соответствии с этим люминофоры, используемые для экранов цветных кинескопов, должны иметь узкие максимумы излучения, достаточно близкие к спектрально чистым зеленому, синему и красному цветам.

Положение максимумов на спектральных характеристиках, а следовательно, и видимый цвет свечения можно изменять в некоторых

пределах подбором активаторов и в значительных больших пределах — варьированием состава двух- или трехкомпонентных люминофоров. В качестве примера на рис. 8.39 приведены спектральные характеристики двухкомпонентного люминофора — смеси сульфидов цинка и кадмия, — активированного серебром для различного соотношения обоих компонентов. Как видно, изменение процентного содержания ZnS и CdS позволяет получить максимум излучения практи-

чески в любой части видимого спектра.

Цвет свечения однородных люминофоров, имеющих одну полосу излучения, практически не зависит от параметров (ускоряющего напряжения и плотности тока) возбуждающего свечение электронного луча. Цвет свечения лвухкомпонентных люминофоров или люминофоров. имеющих две (или несколько) полосы излучения, может заметно изменяться, так как условия возбуждения, а сле-



Рис. 8.39. Спектральные характеристики цинк-кадмийсульфидного люминофора

довательно, и изменения яркости могут быть не одинаковыми для разных компонентов смешанного люминофора или разных полос возбуждения.

Время разгорания свечения экрана определяется квантовыми переходами в катодолюминофоре и, как было указано, очень мало. Поэтому характеристики разгорания экрана обычно не имеют существенного значения для работы электронно-лучевых приборов. При возбуждении экрана короткими импульсами тока достигаемый уровень интенсивности свечения близок к уровню интенсивности при длительном возбуждении. Если приемник излучения обладает интегрирующими свойствами (например, глаз и фотоэмульсия), то даже тогда, когда длительность возбуждающего импульса меньше времени разгорания свечения, суммарный наблюдаемый эффект практически не зависит от крутизны фронта кривой разгорания свечения. В то же время характеристики затухания свечения - время послесвечения и форма кривой затухания свечения после прекращения возбуждения люминофора электронным лучом — часто оказываются существенными при выборе катодолюминофора для экранов электронно-лучевых приборов различного назначения. Например, для приемных телевизионных трубок желательно иметь экран с длительностью послесвечения порядка несколько сотых секунды, поскольку при этом мелькание за счет смены кадров, происходящей с частотой 50 Гц, будет мало заметно. Большее время свечения экрана приведет к появлению «хвостов» за быстро движущимися деталями изображения. Для экранов радиолокационных трубок, используемых в индикаторных установках кругового обзора, время послесвечения должно быть достаточно большим — порядка нескольких секунд. Примером экрана, имеющего короткое послесвечение (микросекунды), является использование электронно-лучевой трубки в передающей телеустановке с бегущим лучом. Таким образом, в зависимости от назначения электроннолучевых трубок время послесвечения экранов необходимо варьировать в очень широких пределах — от микросекунд до нескольких секунд и даже минут.

По времени послесвечения экраны условно подразделяют на пять групп: 1) экраны с очень коротким послесвечением (менее 10^{-5} c); 2) экраны с коротким послесвечением (10^{-5} — 10^{-2} c); 3) экраны со средним послесвечением (10^{-2} — 10^{-1} c); 4) экраны с длительным послесвечением (10^{-1} —16 c); 5) экраны с очень длительным послесвечением (более 16 c).

Поскольку затухание свечения экрана происходит постепенно, точное измерение полного времени послесвечения — от момента прекращения возбуждения до спада яркости до нуля — встречает определенные трудности, связанные с необходимостью количественной оценки очень малых яркостей в конце затухания. Для преодоления указанного затруднения условились считать временем послесвечения экрана промежуток времени от момента прекращения возбуждения до момента спада яркости свечения до 1% начальной яркости. Характеристики затухания свечения экранов определяются в основном свойствами люминофора; для простых (однородных) люминофоров экспериментально полученные кривые могут быть аппроксимированы экспоненциальным или гиперболическим законом.

Для люминофоров, свечение которых обусловлено только внутренними переходами в атомах, быстрота (скорость) v исчезновения возбужденных состояний пропорциональна числу возбужденных состояний N:

$$v = -\frac{dN}{dt} = kN. \tag{8.118}$$

Интенсивность свечения в свою очередь пропорциональна скорости исчезновения возбужденных состояний:

$$I = \varkappa N, \tag{8.119}$$

где x — постоянная, характеризующая люминофор.

Из выражений (8.118) и (8.119) получается уравнение затухания люминофора:

$$dI/dt = -kI, (8.120)$$

решением которого является экспонента:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}, (8.121)$$

где I_0 — интенсивность свечения в момент возбуждения (t = 0); τ — постоянная затухания.

Очевидно, чем больше величина т, тем длительнее послесвечение. Время послесвечения — время спада интенсивности свечения до 0,011₀ — однозначно определяется постоянной затухания т:

$$t_{\rm nc} = (\ln 100) \, \tau \approx 4.6 \, \tau.$$

Для люминофоров, у которых высвечивание может происходить не только за счет внутриатомных переходов, но также в результате переходов внутри кристаллической решетки (бимолекулярные переходы), быстрота исчезновения возбужденных состояний пропорциональна числу возбужденных электронов и вакантных мест на нижних энергетических уровнях:

$$v = -\frac{dN}{dt} = kN^2. \tag{8.122}$$

При этом уравнение затухания люминофора принимает вид

$$dI = -kI^{3/2} \tag{8.123}$$

и решение его записывается как

$$I = \frac{I_0}{[(t/\tau) + 1]^2} , \qquad (8.124)$$

т. е. характеристика затухания является гиперболой. Время послесвечения в этом случае также однозначно определяется постоянной затухания: $t_{nc} = 9\tau$.

Постоянная затухания в уравнениях (8.121) и (8.124) не должна зависеть от параметров возбуждающего луча. Экспериментальные исследования показывают, что для однородных люминофоров это утверждение справедливо в широком диапазоне изменения плотности тока возбуждающего луча и ускоряющего напряжения. Опытная проверка формулы (8.124) показывает, что для некоторых люминофоров характер кривой затухания близок к гиперболическому, но показатель степени оказывается несколько меньше двух. Характеристики затухания многокомпонентных люминофоров и люминофоров с несколькими полосами возбуждения обычно не могут быть описаны уравнениями (8.121) и (8.124); для аппроксимации этих кривых приходится на разных участках подбирать экспоненты с различными значениями т или аппроксимировать характеристику одной-двумя экспонентами и гиперболой. Точно так же для сложных люминофоров время послесвечения может зависеть от параметров возбуждающего луча; увеличение плотности тока и ускоряющего напряжения, как правило, увеличивает длительность послесвечения.

Большинство технических катодолюминофоров имеет сравнительно малое время послесвечения $(10^{-6}-10^{-2} \text{ c})$. Значительно более длительное послесвечение (до нескольких минут) удается получить, возбуждая свечение не электронным лучом, а коротковолновым светом. В этом случае используется не катодо-, а фотолюминесценция. Длительно светящиеся экраны, применяемые в радиолокационных трубках, имеют двухслойное покрытие, причем свечение второго слоя возбуждается светом первого слоя люминофора, бомбардируемого электронным лучом. Такие экраны называют экранами с каскадным возбуждением свечения.

При рассмотрении свойств экранов, проведенном выше, предполагалось, что энергия электронов, бомбардирующих экран,

однозначно определяется величиной ускоряющего напряжения прожектора. Это предположение справедливо тогда, когда слой люминофора нанесен на проводящую подложку или поверх слоя люминофора имеется проводящее покрытие, причем проводящие подложка или покрытие электрически соединены с последним анодом прожектора, т. е. потенциал экрана (относительно катода прожектора) равен потенциалу анода прожектора. Во многих типах электронно-лучевых приборов слой люминофора, имеющий удельное сопротивление



Рис. 8.40. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов

 $10^{12} - 10^{14}$ OM · CM, Наносят на стеклянное дно колбы. Удельное сопротивление технических стекол, применяемых лля изготовления колб электронно-лучевых приботакже лежит DOB. В пределах 10¹¹—10¹³ Ом • см. Таким образом, экран в целом является диэлектриком. Потенциал непроводящего экрана в общем случае может сушественно отличаться от потенциала анода прожектора. При падении электронного луча на непроводящий экран приносимый элект-

ронами отрицательный заряд накапливается на экране и потенциал его поверхности снижается, стремясь в пределе к потенциалу катода прожектора. Очевидно, при этом все электроны луча булут отражаться от экрана — свечение экрана прекратится. Таким образом, нормальная работа непроводящего экрана возможна лишь при условии отвода с экрана электрического заряда, приносимого электронным лучом.

Практически единственным способом отвода заряда с диэлектрика является использование вторичной электронной эмиссии. При ударах электронов об экран их энергия расходуется на возбуждение свечения, нагревание экрана и возбуждение вторичной эмиссии. Если количество вторичных электронов, уходящих с экрана, равно количеству электронов луча, то накопления заряда на экране не будет. Доля энергии электронов луча, идущая на возбуждение вторичной эмиссии, зависит от свойств покрытия и величины скорости (энергии) электронов луча. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии $\sigma = I_2/I_1$ (где I_1 — ток первичных электронов, I_2 — ток вторичных электронов) от энергии первичных электронов выражается известной кривой с пологим максимумом (рис. 8.40). Для большинства твердых тел, в том числе для кристаллов люминофоров, значение коэффициента вторичной эмиссии в максимуме больше единицы. Только в двух точках характеристики (а и b на рис. 8.40) $\sigma = 1$.

Предположим, что на экран, в целом являющийся диэлектриком, падает пучок электронов, ускоренных разностью потенциалов, меньшей потенциала, соответствующего точке a (см. рис. 8.40). Очевидно, в этом случае с экрана уходит меньше вторичных электронов, чем приносится лучом ($\sigma < 1$), на экране накапливается отрицательный заряд, у поверхности экрана создается тормозящее (для электронов луча) поле. В пределе потенциал экрана стремится к нулю (потенциалу катода прожектора). За счет тормозящего поля электроны луча начинают отражаться от экрана, «кажущийся» коэффициент вторичной эмиссии стремится к единице (пунктирная кривая на рис. 8.40), что соответствует отражению всех электронов, направляемых на экран, обратно в сторону прожектора. Таким образом, при энергии электронов луча, меньшей eU_1 , потенциал экрана стремится к нулю, электроны перестают доходить до экрана, свечение прекращается. Строго говоря, свечение прекращается раньше, как только поверхность экрана приобретает начальный потенциал U_0 [см. формулу (8.117)]. Потенциал экрана U_1 , соответствующий точке *а* на рис. 8.40, называют первым критическим потенциалом $U_{ип1}$.

При бомбардировке экрана электронами, ускоренными достаточно большой разностью потенциалов (больше первого критического потенциала), число вторичных электронов, покидающих экран, становится больше числа первичных электронов ($\sigma > 1$). При этом экран начинает заряжаться положительно относительно анода прожектора. Однако значительного превышения потенциала экрана над потенциалом анода прожектора не происходит, так как часть вторичных электронов возвращается на зарядившийся положительно (относительно анода прожектора) экран. Возвращающиеся на экран вторичные электроны снижают потенциал экрана. Равновесие устанавливается при потенциале экрана, примерно равном потенциалу анода прожектора. При этом число уходящих с экрана вторичных электронов равно числу приходящих на экран электронов луча-«кажущийся» коэффициент вторичной эмиссии равен единице (хотя истинное значение $\sigma > 1$). Таким образом, в области энергии электронов луча $eU_1 \div eU_2$ (точки а и b на рис. 8.40), соответствующей $\sigma > 1$, потенциал экрана можно с достаточной степенью точности считать равным потенциалу анода прожектора. Экспериментальное определение потенциала экрана показывает, что в зависимости от плотности тока электронного луча и условий отбора вторичных электронов от экрана истинный потенциал экрана (при σ > 1) может отличаться от потенциала анода прожектора на несколько вольт в ту и другую сторону. Например, при большой плотности тока луча и затрудненном отборе вторичных экранов у поверхности экрана может образоваться отрицательный пространственный заряд - потенциал экрана будет несколько ниже потенциала анода прожектора. Наоборот, при малой плотности тока луча и хорошем отборе вторичных электронов потенциал экрана может быть на несколько вольт выше потенциала анода прожектора.

При энергии электронов луча, соответствующей участку кривой правее точки *b* на рис. 8.40, коэффициент вторичной эмиссии экрана становится меньше единицы. На экране начинает накапливаться отрицательный заряд, так как число уходящих с экрана вторичных электронов меньше числа электронов, приносимых на экран лучом. Накопление отрицательного заряда на экране єнижает потенциал его поверхности, у экрана создается поле, тормозящее электроны луча. Очевидно, снижение потенциала экрана будет происходить до тех пор, пока значение коэффициента вторичной эмиссии не станет равным единице, т. е. до значения потенциала, соответствующего точке *b* на кривой рис. 8.40. По достижении поверхностью экрана потенциала точки *b* дальнейшего накопления заряда на экране не будет — установится равновесие между числом электронов, приносимых лучом и уходящих с экрана за счет вторичной эмиссии.

Потенциал экрана U₂, соответствующий точке b на рис. 8.40 и называемый вторым критическим потенциалом или предельным потенциалом, является одним из параметров экрана. Значение этого параметра определяет максимальную энергию электронов луча или максимальное ускоряющее напряжение прожектора, которые целесообразно выбирать в трубках с экранами данного типа. В самом деле, повышение ускоряющего напряжения прожектора до значений, бо́лыших U₂, не имеет смысла, так как потенциал экрана, определяющий яркость свечения, при этом все равно не превысит U2, т. е. повышение ускоряющего напряжения не приводит к увеличению яркости свечения экрана. Значение второго критического потенциала для различных экранов обычно лежит в пределах 5-25 кВ, достигая у некоторых специальных типов экранов, покрытых смесью двух или нескольких люминофоров, 40 KB.

При необходимости работать с ускоряющими напряжениями выше значения второго критического потенциала (например, для получения очень больших яркостей свечения экрана) потенциал экрана следует принудительно поддерживать равным потенциалу выходного электрода прожектора, что проще всего достигается нанесением на слой люминофора проводящего покрытия, электрически соединенного с последним анодом прожектора.

В зависимости от назначения электронно-лучевого прибора с люминесцирующим экраном в различных приборах используют экраны разных типов. Как указывалось, свойства экрана определяются составом, толщиной слоя, размером зерна, способом нанесения люминофора, а также наличием дополнительных покрытий. Согласно предъявляемым требованиям в настоящее время разработаны стандартные типы экранов, обладающих определенными параметрами, такими, как цвет и длительность свечения, световая отдача (или яркость), предельный (второй критический) потенциал. Некоторые типы экранов удовлетворяют дополнительным требованиям, соответствующим особенностям эксплуатации прибора.

Из большого разнообразия веществ, обладающих способностью светиться под действием электронной бомбардировки, для изготовления покрытий экранов практическое применение находят лишь некоторые группы: сульфиды цинка и кадмия, силикаты цинка и магния, окислы и оксисульфиды редкоземельных элементов (например, иттрия), реже — вольфраматы и фториды.

Сульфидные люминофоры обладают рядом преимуществ — высокой световой отдачей (до 15 кд/Вт) и соответственно большой яркостью свечения, возможностью в зависимости от состава и типа активатора

в широких пределах (практически во всей области видимого спектра) варьировать цвет свечения (см. рис. 8.39). Точно так же в зависимости от состава и типа активатора сульфидные люминофоры могут иметь сильно различающуюся длительность свечения — от 10⁻³ с (сульфид цинка, активированный серебром) до ~ 10 с (цинк-кадмий-сульфид, активированный медью). Предельный потенциал сульфидных люминофоров также достаточно высок — 30—35 кВ. Эти свойства экранов



Рис. 8.41. Спектральная характеристика экрана, покрытого сульфидом цинка (активатор—серебро)



Рис. 8.42. Спектральная характеристика «белого» экрана

с сульфидными люминофорами обеспечили им широкое распространение.

Однако сульфидные люминофоры имеют и некоторые недостатки. В первую очередь необходимо отметить их слабую физико-химическую стойкость. Интенсивная электронная бомбардировка и особенно удары тяжелых заряженных частиц (отрицательных ионов) быстро разрушают люминофор. Сульфидные люминофоры могут существенно изменять свои параметры (в частности, яркость и цвет свечения) при наличии посторонних примесей (загрязнений) даже в ничтожно малой концентрации. Недостатком сульфидных люминофоров является также сильное уменьшение световой отдачи при измельчении люминофора: люминофор, состоящий из зерен размером 2—3 мкм, имеет световую отдачу, в несколько раз меньшую по сравнению с крупнозернистым (размер зерен более 10 мкм) люминофором.

Спектральные характеристики некоторых сульфидных люминофоров приведены на рис. 8.39 и 8.41. Для получения необходимого цвета свечения можно использовать смеси нескольких сульфидных люминофоров. В частности, для экранов приемных трубок черно-белого телевидения широко применяется так называемая белая смесь механическая смесь сульфида цинка и цинк-кадмий-сульфида, активированных серебром. Спектральная характеристика такого экрана приведена на рис. 8.42.

Из группы силикатов широкое распространение получил ортосиликат цинка, активированный марганцем (Zn₂SiO₄: Mn), обычно называемый виллемитом по названию минерала, содержащего ортосиликат цинка. Искусственно синтезируемый виллемит является хорошим люминофором с достаточно высокой световой отдачей (до 3,5 кд/Вт), средним временем послесвечения и зеленым цветом свечения. Спектральная характеристика виллемита приведена на рис. 8.38. Виллемит является одним из наиболее стойких к физико-химическим воздействиям люминофором. Интенсивная электронная бомбардировка сравнительно мало разрушает виллемитовый экран. Посторонние примеси в небольшой концентрации практически не влияют на параметры этого люминофора. Виллемит не изменяет своих свойств при нагревании до 500—600°С.

Редкоземельные люминофоры достаточно эффективны и более стойки к физико-химическим воздействиям по сравнению с сульфидными люминофорами. Особенностью редкоземельных люминофоров является очень узкая полоса излучения на спектральной характеристике, что обеспечивает высокую чистоту цвета люминесценции.

В производстве экранов цветных кинескопов находит применение красный люминофор, состоящий из окисла иттрия, активированного европием (Y_2O_3 : Eu), имеющий узкую полосу излучения в красной области спектра. Хорошие результаты получены с оксисульфидом иттрия, активированного европием (Y_2O_2S : Eu). Этот люминофор также имеет максимум излучения в длинноволновой области видимого спектра, а по химической стойкости превосходит окисный люминофор.

Особенностью вольфраматов является короткое время послесвечения и излучение в коротковолновой области спектра. Практическое применение находит вольфрамат кальция (CaWO₄), имеющий синефиолетовый цвет свечения и длительность свечения < 10⁻⁵ с. Недостатком вольфраматов является малая световая отдача (< 1 кд/Вт).

В двухцветных индикаторных трубках используют экраны с так называемым барьерным люминофором. Покрытие экранов таких трубок состоит из смеси двух люминофоров, например, красного и зеленого цветов свечения. Зерна одного люминофора («зеленого») покрыты прозрачной проводящей пленкой, причем толщину этой пленки подбирают так, чтобы она была непроницаемой для сравнительно медленных электронов, ускоренных разностью потенциалов в несколько киловольт. Более быстрые электроны, ускоренные напряжением более 10 кВ, «простреливают» барьерную оболочку и возбуждают свечение люминофора. Таким образом, изменением ускоряющего напряжения можно управлять цветом свечения экрана: при ускоряющих напряжениях 6-7 кВ возбуждается только не покрытый оболочкой люминофор — экран светится красным цветом, при ускоряющих напряжениях 12—14 кВ — «зеленый» люминофор — цвет свечения становится желтовато-зеленым. Выбрав «зеленый» люминофор с большей, чем у «красного», световой отдачей, можно получить при больших ускоряющих напряжениях цвет свечения, близкий к зеленому.

Длительность свечения однородных технических люминофоров не превышает десятых долей секунды; поэтому, когда необходимо дли-

тельное послесвечение (например, у экранов индикаторных трубок), применяют двухслойные экраны с каскадным возбуждением свечения. Создание таких экранов основано на свойстве некоторых люминофоров, например цинк-кадмий-сульфида, активированного медью, при возбуждении (освещении) коротковолновым светом длительно светиться после прекращения возбуждения. Таким образом, наряду с катодолюминесценцией цинк-кадмий-сульфид обладает фотолюминесцениией с фосфоресценцией, причем длительность фосфоресценции на несколько порядков превышает время послесвечения при возбуждении электронным лучом. Плительное время свечения при возбужлении светом объясняется тем. что центры свечения кристаллов люминофора, способные длительно пребывать в возбужденном состоянии. более вероятно возбуждаются не электронными ударами. а электромагнитным излучением С ллиной волны. соответствующей видимого спектра и ближнему ультракоротковолновой границе фиолету.

Таким образом, для возбуждения длительного послесвечения целесообразно использовать не электронную бомбарлировку, а освешение фотолюминофора коротковолновым светом. В теории люминесценции показывается. что цвет свечения люминесценции, возбужденной светом, оказывается более «красным» (длинноволновым), чем цвет возбуждающего света. Поэтому, чтобы получить длительное свечение хорошо видимого цвета (в средней части спектра), для возбуждения необходимо коротковолновое (синее, фиолетовое) излучение. В практически применяемых двухслойных экранах фотолюминофором, наносимым непосредственно на прозрачную подложку (обычно дно колбы), является цинк-кадмий-сульфид, активированный медью, обладаюший длительным желтым свечением при возбуждении синим или фиолетовым светом. Фотолюминофор возбуждается излучением катодолюминофора, возбуждаемого электронным лучом. Цвет свечения катодолюминофора должен быть близким к синему, время послесвечения катодолюминофора не имеет принципиального значения. Обычно катодолюминофором служит сульфид цинка, активированный серебром, дающий при возбуждении электронным лучом короткое яркое сине-голубое свечение.

Так как цвет свечения фотолюминофора (ZnS, CdS : Cu) отличается от цвета свечения катодолюминофора (ZnS : Ag), в момент возбуждения экрана электронным лучом видна яркая вспышка голубоватого цвета, а затем после выключения (запирания) электронного луча на экране длительное время наблюдается желтое свечение фотолюминофора.

Во многих типах электронно-лучевых приборов используются а люми нированные экраны, имеющие поверх слоя люминофора со стороны электронного прожектора металлическое покрытие в виде тонкой пленки алюминия. Экраны с металлическое покрытием имеют ряд преимуществ. Во-первых, металлическое покрытие, не прозрачное для света, исключает паразитное засвечивание экрана светом, излучаемым люминофором внутрь колбы прибора и попалающим на экран либо непосредственно (за счет вогнутой поверхности эк-

рана), либо после отражения от стенок колбы. Отсутствие внутреннего засвечивания экрана повышает контрастность изображения. Во-вторых, свет, излучаемый люминофором в сторону металлической пленки, отражается последней в сторону наблюдателя, вследствие чего увеличивается яркость свечения экрана. Поэтому алюминированные экраны имеют большую световую отдачу. В-третьих, при наличии металлического слоя, электрически соединенного с анодом прожектора, потенциал экрана не зависит от вторично-эмиссионных свойств люминофора и энергия электронов, приходящих на экран, однозначно определяется ускоряющим напряжением прожектора. Поэтому трубки с алюминированным экраном могут работать при ускоряющих напряжениях, больших второго критического потенциала катодолюминофора. И, наконец, металлическая пленка препятствует попаданию на слой люминофора тяжелых заряженных частиц -- отрицательных ионов, разрушающих люминофор, вследствие чего экраны с металлическим покрытием оказываются более стойкими, особенно при использовании высоких ускоряющих напряжений.

Металлическая пленка, покрывающая люминофор, должна удовлетворять нескольким требованиям: быть достаточно прозрачной для электронов и непрозрачной для света и тяжелых заряженных частиц; иметь высокую отражательную способность; химически не реагировать с люминофором; допускать прогрев до высоких температур и хорошо обезгаживаться при прогреве; иметь не очень сложную технологию нанесения на слой люминофора. Перечисленным требованиям в значительной мере удовлетворяет алюминиевое покрытие. Тонкий слой алюминия (0,1-0,5 мкм) прозрачен для быстрых (с энергией более 6—8 кэВ) электронов и непрозрачен для света. Такой слой задерживает практически все тяжелые заряженные частицы --- отрицательные ионы. Гладкая поверхность алюминия хорошо отражает свет. Алюминий химически не реагирует с техническими люминофорами и легко наносится на экран испарением в вакууме. Однако медленные электроны (с энергией менее 5-6 кэВ) поглощаются в слое алюминия и отклоняются от первоначального направления движения, рассеиваясь в алюминии. Поэтому при ускоряющих напряжениях меньше 5 кВ световая отдача алюминированного экрана меньше, чем у неалюминированного, а при ускоряющих напряжениях выше 10 кВ — на 50—60% больше. Поэтому алюминированные экраны целесообразно применять только в высоковольтных трубках.

В некоторых типах индикаторных трубок используют экраны с записью темной трассой, т. е. не являющиеся люминесцентными (светящимися). Активный слой этих экранов не светится под действием электронной бомбардировки, а, наоборот, темнеет, окрашивается в фиолетово-коричневый цвет в местах падения электронного луча. Изменение окраски под ударами электронов присуще кристаллам щелочно-галоидных солей. В частности, бесцветные (прозрачные) кристаллы хлористого калия при воздействии электронного луча окрашиваются в темный фиолетово-коричневый цвет.

Изменение окраски кристаллов хлористого калия объясняется возникновением центров поглощения света в кристаллах, подвергаю-

щихся электронной бомбардировке. В кристаллической решетке хлористого калия могут существовать вакантные места в узлах, нормально занятых атомами калия и хлора. При локализации электрона в узле решетки, нормально занятом атомом хлора, этот узел становится центром поглощения света. Электрон, локализованный в узле кристаллической решетки, может совершать колебания с определенной (резонансной) частотой. При освещении кристалла с нарушениями в кристаллической решетке — наличием электронов на местах атомов хлора — происходит интенсивное поглощение света с длиной

волны, соответствующей резонансной частоте колебаний электронов. локализованных в узлах кристаллической решетки. Для хлористого калия резонансная частота соответствует желто-зеленой части спектра, вследствие чего при освещении подвергшегося электронным ударам кристалла хлористого калия он кажется окрашенным дополнительный — фиолетовый цвет.

При бомбардировке кристаллов хлористого калия электронами первичный электронный пучок возбуждает в кристалле вторичную эмиссию и вторичные, более медленные электроны могут занять вакантное



Рис. 8.43. Зависимость потемнения экрана скиатрона от плотности заряда

место в узлах кристаллической решетки, создавая центры поглощения света. Центры поглощения довольно устойчивы, окраска экрана может сохраняться несколько часов после прекращения электронной бомбардировки. Удаление следа электронного луча (обесцвечивание экрана) осуществляется нагреванием экрана или освещением его интенсивным светом. При нагревании экрана за счет усиливающихся тепловых колебаний кристаллической решетки происходит перераспределение электронов, центры поглощения исчезают, кристаллы снова становятся прозрачными.

Интенсивность потемнения экрана с записью темной трассой зависит от энергии электронов (ускоряющего напряжения) примерно по квадратичному закону. В отличие от люминофоров интенсивность потемнения экрана зависит не от плотности тока, а от плотности суммарного электрического заряда, приносимого электронным лучом на 1 см² поверхности экрана (рис. 8.43).

Экраны с записью темной трассой обладают высокой разрешающей способностью («бесструктурные» экраны) и очень длительным послесвечением, что определяет их применение в специальных индикаторных трубках — скиатронах.

ПРИЕМНЫЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ

§ 9.1. Осциллографические трубки

Осциллографической трубкой называют одно-, двух- или многолучевой прибор, предназначенный для наблюдения или регистрации изменений во времени быстропротекающих процессов. Трубка является основным элементом электронного осциллографа и требования, предъявляемые к осциллографу, в значительной мере обусловливают требования к осциллографической трубке.

Современный электронный осциллограф должен обеспечивать исследование сигналов с частотой до сотен мегагерц без заметных искажений. При этом для всего диапазона частот должна быть предусмотрена возможность проведения достаточно точных измерений амплитудных и фазовых значений исследуемых сигналов. Эти требования определяют устройство усилителей вертикального и горизонтального отклонений луча (широкополосность и линейность), но они существенны также для осциллографических трубок. Необходимость отсутствия амплитудных и фазовых искажений при отклонении луча на весь экран определяет такие требования к электронно-лучевой трубке, как линейность отклоняющих систем и их большое входное сопротивление (активное и реактивное). Последнее обусловливает малые входные емкости и индуктивности отклоняющих систем. Кроме того, при исследовании высокочастотных процессов должно быть малым время пролета электронов через отклоняющие системы.

Одним из важных параметров осциллографических трубок является высокая разрешающая способность. Она определяет количество информации, воспроизводимой на экране трубки; чем выше разрешающая способность, тем более точные и подробные сведения могут быть получены об исследуемом процессе. Разрешающую способность трубки можно оценить числом отдельно различимых светящихся пятен на единичной площадке поверхности экрана. Практически разрешающую способность оценивают по числу отдельно различимых линий (строк), укладывающихся на 1 см высоты экрана или на всей рабочей площади экрана.

Средняя осциллографическая трубка должна обеспечивать разрешение не менее нескольких сотен строк на рабочей поверхности экрана, трубки с высокой разрешающей способностью до 2—2,5 тыс.

Требование высокой разрешающей способности накладывает ограничение на величину сечения луча в плоскости экрана. Прожектор современной осциллографической трубки должен обеспечивать в плоскости экрана луч диаметром (на уровне 0,5) не более нескольких десятых миллиметра.

Разрешающая способность зависит от тока луча и ускоряющего напряжения: чем меньше ток луча и выше ускоряющее напряжение, тем больше разрешающая способность. На величину разрешающей способности влияют свойства экрана: при крупном зерне люминофора разрешающая способность ограничивается рассеянием света, излучаемого отдельными частицами люминофора на границах зерен. На разрешающую способность может влиять также образование ореолов за счет полного внутреннего отражения в стекле дна колбы.

Осциллографическая трубка должна обеспечивать достаточно большую скорость записи. При исследовании быстропротекающих процессов скорость пробега луча по экрану, необходимая для детального рассмотрения временного изменения подводимого к отклоняющей системе напряжения, может оказаться очень большой. При осциллографировании высокочастотных процессов с частотой *f* скорость записи

$$v_3 = lf, \tag{9.1}$$

где *l* — длина линии развертки (диаметр рабочей части экрана).

При этом считают, что для детального изучения процесса необходимо «развернуть» один период на весь экран. Например, при частоте f = 10 МГц и длине линии развертки 10 см скорость записи составит 10⁶ м/с = 1000 км/с. При такой скорости перемещения луча по поверхности экрана энергия, приносимая лучом на каждый элемент экрана (зерно люминофора), может оказаться недостаточной для возбуждения заметного свечения экрана. Повысить яркость свечения экрана при больших скоростях записи можно увеличением ускоряющего напряжения. Увеличение тока луча нецелесообразно, так как при этом ухудшаются условия фокусировки, сильнее сказывается влияние сил кулоновского расталкивания электронов и в конечном счете уменьшается разрешающая способность. Повысить скорость записи можно за счет применения более эффективных люминофоров — с большой световой отдачей.

Электронный осциллограф должен давать возможность анализировать сигналы с очень малыми амплитудами (несколько милливольт), т. е. должен обладать высокой чувствительностью. Отклоняющая система с такой высокой чувствительностью не может быть практически реализована, и обычно на входе осциллографа устанавливают усилитель, имеющий большой коэффициент усиления. Однако чем выше чувствительность отклоняющей системы трубки, тем меньше для обеспечения той же чувствительности должен быть коэффициент усиления усилителя. Поэтому осциллографическая трубка должна иметь возможно более высокую чувствительность к отклонению, чтобы обеспечить необходимую чувствительность осциллографа при не слишком большом коэффициенте усиления усилителя.

Обычно в осциллографах вторая отклоняющая система (X) используется для развертки исследуемого сигнала во времени. При этом электронный луч, пробегая с постоянной скоростью вдоль горизонтальной оси слева направо по экрану, быстро возвращается в исходную точку. Хотя обратный ход луча совершается в очень короткое время, при достаточной мощности луча и высокоэффективном экране след возвращающегося луча может быть заметным и привести к ошибке при рассмотрении или фотографировании изображения на экране. В связи с этим в осциллографах используют запирание луча на время обратного хода путем подведения к модулятору трубки отрицательного импульса напряжения на время обратного хода. Этот гасящий импульс должен обеспечивать полное запирание электронного прожектора, но амплитуда его не должна быть слишком большой, чтобы не усложнять схему генератора гасящих импульсов. Поэтому осциллографические трубки должны иметь сравнительно небольшое запирающее напряжение — не более нескольких десятков вольт.

Приведенные общие требования в основном определяют конструктивные особенности современных осциллографических трубок. Типичная осциллографическая трубка имеет прожектор с электростатиче-



Рис. 9.1. Колба осциллографической трубки

ской фокусировкой, электростатические отклоняющие системы и экран с зеленым или синим цветом свечения.

Колба осциллографической трубки чаще имеет круглое дно, хотя для некоторых типов трубок характерен прямоугольный или квадратный экран. При диаметрах круглого экрана или диагонали пря-

моугольного экрана до 10 см дно колбы делают плоским, что обеспечивает большую линейность отклонения и более удобное наблюдение и фотографирование процессов с меньшими искажениями. Экраны больших размеров обычно изготовляют слегка выпуклыми для обеспечения механической прочности и меньших нарушений фокусировки при отклонении луча к краю экрана.

Поскольку при электростатическом отклонении приходится ограничиваться сравнительно небольшими (15—18°) углами, колбы осциллографических трубок получаются сравнительно длинными (30— 40 см). Форма колбы должна предотвращать возможность засвечивания экрана светом, излучаемым экраном внутри колбы и отражающимся от боковых стенок колбы обратно на экран. «Обратное» засвечивание экрана отраженным светом создает общий светлый фон и затрудняет рассмотрение или фотографирование осциллограмм, особенно при больших скоростях записи. Поэтому у современных осциллографических трубок широкая часть колбы обычно имеет форму, приближающуюся к параболоиду со срезанной вершиной (рис. 9.1). При такой форме лучи света, падающие на боковые стенки колбы, отражаются внутрь, в сторону горловины, и поглощаются черным внутренним покрытием. Кроме того, параболическая колба благодаря выпуклой внешней поверхности механически прочнее.

Широкая часть колбы переходит в более узкую цилиндрическую часть — горловину. Диаметр и длина горловины определяются внешними размерами прожектора и отклоняющей системы. У трубок с электростатической фокусировкой и отклонением для свободного размещения прожектора и отклоняющей системы диаметр горловины выбирают в пределах 40—55 мм, а длину 120—150 мм.

Боковые стенки колбы покрывают внутри проводящим слоем мелкодисперсного графита (аквадага) для улавливания вторичных электронов с экрана, электронов луча (при слишком больших углах отклонения) и рассеянных электронов, которые в небольшом количестве могут испускаться прожектором. Таким образом, проводящее покрытие препятствует накоплению на стекле электрического заряда, который может значительно исказить электростатическое поле в трубке и в результате нарушить фокусировку И вызвать погрешность при отклонении. Проводящее покрытие также предохраняет электронный луч от внешних электростатических полей, которые могут навести заряды на стенках трубки. И, наконец, черное графитовое покрытие поглощает свет, излучаемый экраном внутрь колбы.

В большинстве осциллографических трубок используют электронный прожектор с электростатической фокусировкой, собранный по двухлинзовой схеме. Первая линза (иммерсионный объектив) образуется катодом, модулятором и нижним (ближайшим к катоду) краем ускоряющего электрода. Она формирует скрещение, отображаемое на экране с помощью второй линзы прожектора. Вторая (обычно одиночная) линза образуется верхним краем ускоряющего электрода, первым (фокусирующим) и вторым анодами.

Для получения достаточно яркого свечения экрана при не очень высоких ускоряющих напряжениях прожектор осциллографических трубок рассчитывают на ток луча до 100—500 мкА. При этом учитывают, что в случае электростатической фокусировки часть электронного пучка (до 80%) срезается диафрагмами ускоряющего электрода и (в меньшей степени) второго анода. Катод прожектора должен обеспечивать эмиссионный ток не менее нескольких миллиампер, с тем чтобы необходимый ток луча получался без использования всей рабочей поверхности катода. Эмиссия лишь с центральной части катода приводит к уменьшению диаметра пучка в иммерсионном объективе и вследствие снижения аберраций позволяет получить скрещение, а следовательно, и его изображение — пятно на экране меньшего радиуса, что необходимо для обеспечения высокой разрешающей способности.

Радиус пятна уменьшается также за счет снижения оптического увеличения проекционной линзы, что достигается удалением средней плоскости одиночной линзы от объекта — скрещения. Поэтому ускоряющий электрод обычно делают достаточно длинным. Для уменьшения сферической аберрации проекционной линзы радиус пучка в области этой линзы ограничивают диафрагмой, устанавливаемой вблизи выходной стороны ускоряющего электрода. Второй анод тоже имеет выходную диафрагму, ограничивающую радиус пучка в области отклоняющих пластин, что снижает искажения при отклонении. Из-за наличия ограничивающих диафрагм значительная часть тока катода ответвляется в цепь ускоряющего электрода и второго анода. В то же время диаметр отверстия первого анода в несколько раз превышает диаметр луча в области второй линзы и ток в цепи первого анода практически равен нулю. Поскольку ускоряющий электрод имеет высокий положительный потенциал (равный потенциалу второго анода) относительно катода прожектора, для получения небольшого запирающего напряжения приходится уменьшать диаметр отверстия модулятора и приближать модулятор к катоду. Расстояние катод — модулятор у современных трубок составляет всего 0,12—0,2 мм.

В осциллографических трубках с очень высокой разрешающей способностью (свыше 1500 линий на высоту экрана) иногда в качестве проекционной линзы используют комбинацию из трех квадрупольных электростатических линз. Такие линзы обеспечивают достаточно жесткую фокусировку и позволяют получить диаметр пятна на экране (на уровне 0,5) менее 0,1 мм.

Как указывалось, в осциллографических трубках обычно применяется электростатическое отклонение. Для отклонения луча в двух взаимно перпендикулярных направлениях используют две пары пластин, обычно однократно изогнутых. Геометрические размеры отклоняющих пластин выбирают из расчета получения достаточной для данного типа трубки чувствительности к отклонению. Чтобы входная емкость и индуктивность были малыми, размеры пластин не должны быть слишком большими. При практически применяемых размерах отклоняющей системы чувствительность нижней (ближайшей к прожектору) пары пластин получается порядка 0,2—1,0 мм/В, чувствительность верхней (ближайшей к экрану) пары пластин — на 10— 15% ниже.

Входные емкости отклоняющих пластин (измеренные на выводах в общий цоколь) составляют несколько пикофарад, что обеспечивает возможность использования трубок на частотах до 10 МГц без заметных фазовых погрешностей.

Для уменьшения взаимного влияния полей обеих пар отклоняющих пластин между ними устанавливают экраны, соединенные со вторым анодом. Такие же экраны устанавливают между вторым анодом и первой парой пластин, а также после второй (верхней) пары пластин.

Так как при точных количественных оценках с помощью осциллографа очень важно исключить погрешности отклонения, главным образом трапецеидальное искажение, в осциллографических трубках предусматривается возможность симметричного включения отклоняющих пластин и регулирования среднего потенциала между пластинами относительно второго анода. Для этого все четыре пластины отклоняющей системы должны иметь независимые выводы в цоколь (или на боковую стенку колбы).

Электродная система — электроды прожектора и отклоняющие пластины типичной осциллографической трубки показаны на рис. 9.2, *а*, *б*. Изображение на экране осциллографической трубки либо наблюдается непосредственно, либо фотографируется. Поэтому цвет свечения экрана выбирают зеленым (желто-зеленым) — для непосредственного наблюдения или синим (голубым) — для фотографирования. Световая отдача (яркость свечения экрана) должна быть достаточно большой, чтобы обеспечивать хорошо видимый след электронного





Рис. 9.2. Схема (а) и рентгенограмма (б) прожектора и отклоняющей системы осциллографической трубки: *I* — верхние пластины; 2 — экран; 3 — нижние пластины; 4 второй анод; 5 — первый анод; 6 — ускоряющий электрод; 7 модулятор; 8 — вводы

луча при больших скоростях записи. При исследовании периодических процессов длительность послесвечения не играет существенной роли и может составлять 0,01—0,1 с. При исследовании однократных процессов могут потребоваться экраны с большой длительностью свечения — до нескольких десятков секунд.

Многие типы осциллографических трубок имеют экраны с виллемитовым покрытием, светящиеся ярко-зеленым цветом. Такие экраны получили широкое распространение ввиду достаточной в большинстве случаев световой отдачи (яркости свечения), высокой физикохимической стойкости, подходящими для осциллографирования цветом и длительностью свечения. Однако при больших скоростях записи световая отдача ортосиликата цинка (виллемита) может оказаться недостаточной. Поэтому в ряде типов осциллографических трубок используют высокоэффективные сульфидные люминофоры — с зеленым цветом свечения — для непосредственного наблюдения и синим (голубым) — для фотографирования. Трубки, предназначенные для исследования однократных процессов, имеют экраны с длительным



Рис. 9.3. Влияние поля третьего анода на электронный луч

(до нескольких секунд) послесвечением, двухслойным покрытием и каскадным возбуждением свечения.

Широкое применение получили осциллографические трубки с последующим (после отклонения) ускорением электронов луча. Ускорение электронов луча вблизи экрана позволяет существенно увеличить яркость свечения экрана, максимально возможную скорость записи и в некоторых случаях улучшить фокусировку за

счет уменьшения влияния на конфигурацию пучка (при больших скоростях электронов) разброса начальных скоростей и сил кулоновского расталкивания. В то же время, поскольку ускорение электронов осуществляется после отклонения луча, чувствительность к отклонению, зависящая от напряжения второго анода [см. выражение (8.74)], не изменяется. Очевидно, увеличение яркости свечения экрана путем повышения напряжения последнего анода прожектора привело бы к значительному снижению чувствительности к отклонению.

Последующее (после отклонения) ускорение электронов луча проще всего получить, расположив перед экраном кольцевой электрод с более высоким потенциалом, чем потенциал последнего электрода. Электрод последующего ускорения выполняют в виде проводящего покрытия, отделенного от покрытия горловины трубки. Дополнительный кольцевой слой имеет отдельный вывод, и к нему подводится напряжение, в 1,5-2 раза более высокое, чем ко второму аноду. Обычно электрод последующего ускорения называют третьим анодом. Если бы электронный луч в зоне последующего ускорения пересекал эквипотенциальные поверхности под прямым углом, то чувствительность к отклонению сохранялась бы неизменной. Однако в реальных условиях поле между проводящим покрытием, соединенным со вторым анодом, и третьим анодом действует как иммерсионная линза, вследствие чего электронный луч смещается к оси трубки (рис. 9.3). Таким образом, линза последующего ускорения снижает чувствительность трубки. Чем сильнее искривлены эквипотенциальные поверхности в области последующего ускорения, тем значительнее уменьшение чувствительности; кроме того, при пересечении лучом сильно искривленных эквипотенциальных поверхностей могут возникнуть искажения фокусировки и нарушение линейности отклонения.

Указанные эффекты могут быть ослаблены при уменьшении оптической силы линзы и увеличении ее диаметра. Поэтому электрод последующего ускорения (отдельная часть проводящего покрытия) располагают вблизи экрана — в самой широкой части трубки, однако протяженность слоя вдоль оси трубки последующего ускорения нельзя сделать небольшой. В противном случае при коротком третьем аноде потенциал вблизи центра экрана может не достигнуть значения его потенциала, т. е. последующее ускорение будет использовано не полностью и возникнут искажения фокусировки. При использовании последующего ускорения в трубках с колбами обычной формы удовлетворительные результаты (сравнительно небольшое уменьшение чувствительности, а также отсутствие заметных искажений и нарушения линейности отклонения) могут быть получены лишь тогда, когда потенциал третьего анода не более чем в 1,5—2 раза превышает потенциал второго анода прожектора.

Для получения очень высокой яркости или очень большой скорости записи напряжение последующего ускорения должно быть доведено до 20—25 кВ. В таких случаях применение одного электрода последующего ускорения привело бы к образованию в области последующего ускорения очень сильной линзы со значительным снижением чувствительности и искажениями фокусировки и линейности отклонения. Поэтому область последующего ускорения разбивают на несколько промежутков (3—5) с постепенно возрастающим потенциалом. Вместо одной линзы образуется ряд сравнительность и фокусировку.

Для того чтобы линзы последующего ускорения имели больший диаметр, колбе трубки с многократным последующим ускорением обычно придают цилиндрическую форму (рис. 9.4). Трубки с многократным ускорением при напряжении последнего ускоряющего электрода 25 кВ позволяют получить хорошо различимое изображение при скорости перемещения пятна по экрану до 50 000 км/с. При использовании высоких напряжений последующего ускорения необходимо, чтобы предельный потенциал люминофора, покрывающего экран, был не ниже напряжения последнего ускоряющего электрода.

Между отдельными кольцами проводящего покрытия, являющимися электродами последующего ускорения, разность потенциалов может достигать нескольких киловольт и вследствие большого градиента потенциала в промежутках между кольцами возможен электрический пробой. Для предотвращения пробоя промежутки между кольцами проводящего покрытия заполняют полупроводником с большим удельным сопротивлением. Такое полупроводящее покрытие выравнивает распределение потенциала вдоль стенки трубки. В качестве материала для полупроводящего покрытия обычно используют окись хрома или окись железа, наносимые на стекло в промежутках между кольцами графитового покрытия.

Но при использовании нескольких ступеней последующего ускорения, т. е. нескольких колец проводящего покрытия с постепенно

повышающимся потенциалом, образующиеся в каждом промежутке между кольцами иммерсионные линзы заметно отклоняют луч к оси. Следовательно, всегда имеется некоторое снижение чувствительности к отклонению. Поскольку оптическая сила электронных линз определяется второй производной потенциала вдоль оси (см. § 1.5), последующее ускорение без дополнительной фокусировки принципиально возможно лишь при $U''_0(z) = 0$. Это условие приводит к необходимости создания такого распределения потенциала, чтобы в области последующего ускорения $U''_0(z) = \text{const.}$ Приближенно это требование





Рис. 9.4. Трубка с многократным последующим ускорением электронов луча



может быть выполнено, если на внутреннюю поверхность колбы между отклоняющей системой и экраном нанести узкую полоску проводящего покрытия в виде спирали с шагом в несколько миллиметров. Один конец (ближайший к прожектору) спирали соединяется со вторым анодом прожектора, второй конец (вблизи экрана) имеет вывод, и к нему подводится положительное напряжение, в несколько раз превышающее значение U_{a2} . При этом в области последующего ускорения потенциал нарастает практически линейно, следовательно, $U'_0(z) \approx 0$ и оптическая сила иммерсионных линз близка к нулю.

Трубка со спиральной системой последующего ускорения показана на рис. 9.5. Спиральную полоску для уменьшения протекающего по ней тока делают из полупроводника, имеющего большее удельное сопротивление, с таким расчетом, чтобы полное сопротивление спирали было не менее 100 МОм. В трубках со спиральной системой последующего ускорения напряжение последующего ускорения может быть в 10 и более раз выше напряжения второго анода. При этом получается большой выигрыш в яркости без заметной потери чувствительности к отклонению.

Для получения осциллограмм в полярной системе координат применяют круговую развертку и отклонение луча в радиальном направлении. Для круговой развертки могут быть использованы две пары отклоняющих пластин, питаемых синусоидальными напряжениями, сдвинутыми по фазе на 90°. Отклонение луча в радиальном направлении может быть осуществлено одновременным изменением напря-

392

жения на обеих парах пластин. Однако такой способ из-за сложности подведения отклоняющего напряжения и трудности расчета величины отклоняющего сигнала по наблюдаемой осциллограмме не получил широкого распространения. Гораздо чаще для исследований в полярной системе координат применяют трубки, в которых кроме обычной отклоняющей системы для перемещения луча в двух взаимно перпендикулярных направлениях имеется отклоняющее устройство для смещения луча в радиальном направлении. Перемещение луча по окружности осуществляется двумя парами отклоняющих пластин, а исследуемый сигнал подводится к системе радиального отклонения независимо от синусоидальных развертывающих напряжений.



Рис. 9.6. Системы радиального отклонения луча в виде двух усеченных конусов (а) и с центральным штырем (б)

Практическое применение нашли два типа систем радиального отклонения луча: в виде двух усеченных конусов и с центральным штырем (рис. 9.6, a, b). В первом случае на оси трубки за обычными отклоняющими системами (X, Y) располагаются два усеченных конуса (R) с разными радиусами и наклонами образующих к оси трубки. Пластины X, Y перемещают луч по конической поверхности между конусами радиального отклонения, а исследуемый сигнал подводится к конусам, отклоняя луч в радиальном направлении. Во втором случае поле, отклоняющее луч в радиальном направлении. Во втором случае поле, отклоняющее луч в радиальном направлении, создается между проводящим покрытием широкой части колбы и штырем, расположенным по оси трубки. К штырю, впаиваемому в центре экрана, подводится исследуемый сигнал. Развертка по окружности, как и в первом случае, осуществляется пластинами X, Y.

Недостатком обеих систем является неоднородность поля, отклоняющего луч в радиальном направлении, т. е. нелинейность. Кроме того, система с центральным штырем имеет очень малую чувствительность из-за большого расстояния между штырем и проводящим покрытием. Поэтому большее распространение получили трубки с конической системой радиального отклонения.

Для исследования двух одновременно протекающих процессов удобен двухлучевой осциллограф, на экране которого можно одновременно наблюдать две осциллограммы. В таких осциллографах используются специальные двухлучевые трубки, обычно имеющие две независимые электронно-оптические системы, содержащие электронный прожектор и отклоняющие пластины. Оба прожектора смонтированы так, что их оси пересекаются в центре экрана. Для исключения взаимного влияния обеих оптических систем между ними устанавливают металлический экран. Путем подведения к отклоняющим пластинам постоянного напряжения изображения на экране, создаваемые обоими лучами, могут быть совмещены или, наоборот, раздвинуты.

В настоящее время двухлучевые трубки конструируют так, чтобы электроды оптических систем имели отдельные выводы и напряжения



Рис. 9.7. Отклоняющая система с бегущей волной

на модуляторах и фокусирующих анодах обоих прожекторов можно было регулировать независимо. Точно так же все четыре пары отклоняющих пластин выводят отдельно. Таким образом, двухлучевая трубка по существу представляет собой две самостоятельные независимые системы, общими для которых являются только колба и экран. Для одновременного исследования нескольких процессов используют многолучевые трубки, в колбе которых помещены четыре, пять или шесть независимых прожекторов и отклоняющих систем.

Для осциллографирования СВЧ-процессов служат трубки, имеющие отклоняющую систему с бегущей волной (см. §8.3). При-

мер практического исполнения такой отклоняющей системы показан на рис. 9.7. Как видно из рисунка, отклоняющая система с бегущей волной имеет ряд коротких пластин, укрепленных на витках спиральной замедляющей системы, причем расстояние между пластинами постепенно увеличивается по мере отклонения луча. Чувствительность к отклонению системы с бегущей волной может достигать нескольких миллиметров на вольт. Яркость свечения экрана увеличивается последующим ускорением электронов луча, например, с помощью спиральной полоски на внутренней поверхности широкой части колбы. Трубки с бегущей волной позволяют исследовать процессы с частотами в несколько гигагерц.

§ 9.2. Трубки для радиолокационных индикаторов

Электронно-лучевые трубки, используемые в индикаторных радиолокационных установках, принципиально не отличаются от осциллографических трубок. Однако к радиолокационным трубкам предъявляется ряд специфических требований, определяющих их конструктивные особенности. Типично радиолокационной является электронно-лучевая приемная трубка, работающая в режиме яркостной отметки, при постоянной (обычно круговой) развертке луча по экрану, причем одновременно с круговой разверткой луч равномерно отклоняется в радиальном направлении. В отсутствие сигнала луч заперт отрицательным напряжением модулятора. Приходящий (отраженный целью) сигнал подводится к модулятору, отпирая луч. При этом на экране появляется светящееся пятно, положение которого определяет координаты лоцируемой цели.

ł

Очевидно, определение положения цели будет тем точнее, чем меньше размер светящегося пятна и чем точнее (в выбранном масштабе) соответствуют координаты пятна на экране координатам цели. Эти особенности работы трубки требуют для получения удовлетворительных результатов высокой разрешающей способности, достаточной яркости свечения экрана и высокого детального контраста, а также высокой линейности отклонения. Поскольку длительность отпирающего луч импульса очень мала, необходим экран с длительным послесвечением для надежного определения координат пятна на экране.

В соответствии с приведенными общими требованиями большинство современных радиолокационных трубок имеет характерные особенности устройства. Получение высокой разрешающей способности, высокой яркости свечения и контрастности легче достигается при высоких ускоряющих напряжениях. Поэтому эти трубки имеют напряжение последнего анода прожектора не менее 5 кВ (у некоторых до 25). Получение высокой разрешающей способности по всей поверхности экрана предъявляет жесткие требования к фокусировке луча. Удовлетворительные результаты достигаются при использовании магнитной фокусировки. И, наконец, высокая линейность отклонения может быть получена с помощью магнитных отклоняющих систем.

Таким образом, типичной для радиолокационных индикаторов является электронно-лучевая трубка с магнитной фокусировкой, магнитным отклонением и длительным свечением экрана. Поскольку абсолютная погрешность измерения положения пятна на экране не может быть сколь угодно малой, а относительная погрешность уменьшается с увеличением измеряемых отрезков (координат пятна), радиолокационные трубки часто имеют большие экраны (диаметром 40—50 см и более).

Магнитная фокусировка и магнитное отклонение за счет наружного размещения магнитных элементов позволяют уменьшить диаметр горловины колбы трубки до 30 мм. Дно колбы чаще изготовляют отдельно из однородного высококачественного стекла и затем приваривают к широкой части колбы. В ряде трубок дно делают плоским, иногда — слегка выпуклым. Поскольку магнитные системы допускают отклонение луча на большие углы без заметных нарушений фокусировки и линейности, колбы, даже при больших диаметрах экрана, могут быть не очень длинными.

Высокие анодные напряжения прожектора не позволяют сделать вывод анода в общий цоколь, поэтому подведение ускоряющего напряжения к прожектору осуществляется через внутреннее проводящее покрытие и вывод на боковой стенке широкой части колбы.

Как указывалось, прожектор радиолокационной трубки обычно имеет магнитную проекционную линзу. В соответствии с этим прожектор строят либо по триодной схеме катод — модулятор — анод (иммерсионный объектив) + магнитная линза, либо по тетродной схеме катод — модулятор — ускоряющий электрод (иммерсионный объектив) + ускоряющий электрод — анод (иммерсионная линза) + магнитная линза. В тетродном прожекторе между модулятором и анодом с высоким напряжением устанавливают ускоряющий электрод с напряжением в несколько сотен вольт, т. е. значительно меньшим анодного напряжения. Схема и рентгенограмма тетродного прожектора показаны на рис. 9.8, *a*, *б*.





Рис. 9.8. Устройство (а) и рентгенограмма (б) тетродного прожектора с магнитной проекционной линзой: Л₁ – иммерсионный объектив: Л₂ – иммерсионная линза; Л₃ – магнитная линза

Такой прожектор имеет определенные преимущества. Модуляционная характеристика при большом напряжении ускоряющего электрода может быть достаточно короткой, а запирающее напряжение --менее 50 В при не очень малой проницаемости модулятора. Короткая модуляционная характеристика, т. е. небольшая величина модуляции, особенно важна для трубок с яркостной отметкой, поскольку при этом необходимый сигнал, подводимый к модулятору (отпирающий луч), определяется величиной модуляции. Кроме того, в тетродном прожекторе изменением величины напряжения ускоряющего электрода можно в некоторых пределах регулировать запирающее напряжение. И, наконец, наличие второй электростатической линзы позволяет уменьшить угол расхождения пучка после кроссовера, т. е. сделать пучок электронов в области проекционной (магнитной) линзы более узким; при этом уменьшаются аберрации магнитной линзы и, следовательно, улучшается фокусировка. В тетродном прожекторе легче обеспечивается электрическая прочность, поскольку между катодным узлом и высоковольтным анодом имеется промежуточ-
ный электрод. Магнитную линзу изготовляют в виде короткой катушки с ферромагнитной оболочкой, надеваемой снаружи на горловину трубки.

Магнитные отклоняющие системы радиолокационных трубок выполняют в виде четырех катушек с ферромагнитными сердечниками или без них. Применение ферромагнитных сердечников вполне возможно, так как частоты разверток в радиолокационных индикаторах обычно невелики. Сердечники позволяют уменьшить мощность, затрачиваемую на отклонение луча. Однако с помощью катушек без сердечников можно получить более линейное отклонение, что в ряде случаев является решающим фактором.

Экраны радиолокационных трубок, работающих в режиме яркостной модуляции, должны иметь:

 необходимую длительность послесвечения, соизмеримую с периодом развертки (по одной из осей в декартовой системе координат или в круговой развертке);

2) высокую однородность свечения по всей поверхности экрана; это требование очень важно для того, чтобы можно было различить слабые сигналы на фоне равномерно светящегося экрана при наличии постоянной засветки линией развертки; наличие неоднородностей, например более ярких светящихся точек, при равномерном возбуждении может привести к обнаружению несуществующих целей;

3) высокую разрешающую способность, позволяющую производить достаточно точные измерения положения яркостной отметки.

Указанным требованиям в значительной мере удовлетворяют двухслойные (каскадные) экраны — с внутренним коротко светящимся слоем, возбуждаемым электронным лучом, и наружным (лежащим непосредственно на внутренней поверхности дна колбы) длительно светящимся слоем, возбуждаемым световым излучением внутреннего слоя. При использовании в качестве внутреннего слоя сульфида цинка, активированного серебром (см. § 8.4), яркая вспышка этого люминофора, обладающего голубым свечением, хорошо видна сквозь слой длительно светящегося люминофора, что затрудняет точное определение места возникновения яркостной отметки на экране. Поэтому экраны радиолокационных трубок прикрывают оранжевым светофильтром, почти полностью поглощающим голубое излучение. При этом длительное желто-оранжевое свечение наружного слоя хорошо видно сквозь светофильтр.

В радиолокационной технике находят применение трубки с записью темной трассой — скиатроны. Эти трубки имеют экраны, покрытые солями калия (см. § 8.4), обладающие очень длительным временем сохранения темного следа электронного луча.

В скиатронах обычно используются магнитная фокусировка и магнитное отклонение луча. Экран скиатрона покрыт тонким слоем хлористого калия, наносимым испарением в вакууме, т. е. является бесструктурным, что вместе с хорошей фокусировкой луча магнитной линзой обеспечивает высокую разрешающую способность. Поскольку темный след на экране скиатрона может сохраняться очень долго (до нескольких дней и даже месяцев), в скиатроне должна быть предусмотрена возможность по мере надобности быстро стирать записанную информацию, т. е. обесцвечивать экран. Обесцвечивание экрана достигается его кратковременным прогревом путем пропускания электрического тока через прозрачный проводящий слой, служащий подложкой для слоя хлористого калия. При таком внутреннем стирании след электронного луча полностью исчезает в течение нескольких секунд. Обесцвечивать экран можно также с помощью внешней печи гашения, но при этом стирание занимает значительно большее время.

Увеличить объем информации, отображаемой на экране индикаторной трубки, можно с помощью двухцветного экрана, на котором определенные элементы воспроизводятся в разных заметно различающихся цветах (например, красном и зеленом). Наиболее просто изменение цвета свечения экрана достигается при использовании барьерного люминофора (см. § 8.4) изменением величины энергии электронов у экрана путем переключения ускоряющего напряжения на проводяшем покрытии экрана.

По недавнего времени использование таких трубок ограничивалось тем, что изменение ускоряющего напряжения (для изменения цвета свечения экрана) приводило к нарушению фокусировки. Лишь в последние годы разработаны двухцветные трубки, у которых изменение ускоряющего напряжения в значительных пределах (от 6 до 20 кВ) практически не нарушает фокусировку, в то время как при таком изменении напряжения цвет свечения барьерного люминофора резко изменяется от красного (или оранжевого) до зеленого (желто-зеленого). Особенностью этих трубок является использование для фокусировки (после отклонения для сохранения неизменной чувствительности к отклонению) комбинации электростатической и магнитной линз, поля которых совмещены в одной области пространства — между отклоняющей системой и экраном. Как известно (см. § 1.5), оптическая сила электростатических (в частности, иммерсионных) линз возрастает с ростом второй производной потенциала, т. е. при увеличении разности потенциалов между электродами, создающими поля линзы, ее оптическая сила возрастает. С другой стороны, оптическая сила магнитной линзы с увеличением энергии фокусируемых электронов уменьшается, т. е. с повышением ускоряющего напряжения оптическая сила магнитной линзы изменяется противоположно изменению оптической силы электростатической линзы. На основании этого можно рассчитать электростатическую (иммерсионную) и магнитную линзы так, что в некотором диапазоне изменения ускоряющего напряжения суммарная оптическая сила совмещенных электростатической и магнитной линз будет оставаться неизменной. Этот принцип и положен в основу двухцветных индикаторных трубок с экраном, покрытым барьерным люминофором.

Увеличение объема информации, отображаемой на экране индикаторной трубки, можно также получить, если кроме отметок цели воспроизводить на экране различные знаки (буквы, цифры), характеризующие эти цели. Эти возможности реализуются в специальных трубках со знаковой индикацией. Характерной особенностью этих трубок является наличие на пути электронного луча металлической пластинки — матрицы с рядом отверстий, каждое из которых имеет форму буквы, цифры или другого условного знака. Проходя сквозь матрицу, электронный пучок приобретает в сечении форму соответствующего знака и при падении на экран возбуждает свечение люминофора. Форма светящегося пятна на экране, очевидно, будет соответствовать форме сечения электронного пучка, т. е. на экране будет воспроизведен тот знак, сквозь который электронный луч прошел в матрице.

Схематически устройство трубки со знаковой индикацией (характрона) показано на рис. 9.9. В этой трубке прожектор с электроста-

тической фокусировкой формирует слегка расходящийся пучок с диаметром в плоскости матрицы порядка 1 мм. Электростатической отклоняющей системой, состоящей из двух пар отклоняющих пластин (называемых выбирающими), электронный пучок направляется на определенный знак матрицы И. проходя сквозь него, приобретает сечение по форме этого знака. Затем луч дополнительно фокусируется маг-



Рис. 9.9. Устройство трубки со знаковой индикацией:

ЭП — электронный прожектор; ВП — выбирающие пластины; М — матрица; ФК — фокусирующая катушка; КС — компенсирующая система; АС — адресная отклоняющая система; Э — экран

нитной катушкой и, проходя вторую электростатическую отклоняющую систему, называемую компенсирующей, выводится на ось трубки. С помощью третьей (магнитной) отклоняющей системы, называемой адресной, пучок направляется в то место экрана, на котором должен быть отображен выбранный знак. Для повышения яркости свечения трубка имеет спиральную систему последующего ускорения.

Знаки на матрице имеют высоту около 0,5 мм, на экране — 0,7— 1 мм. При диаметре экрана 18 см на нем можно воспроизвести 125×125 знаков при скорости записи до 20 000 знаков в секунду.

В радиолокационной технике находят применение запоминающие трубки с видимым изображением, допускающие воспроизведение градаций яркости (см. § 11.3). Они имеют некоторые преимущества по сравнению с обычными трубками, так как на экране потенциалоскопа достаточно яркое и четкое изображение сохраняется значительное время и в случае необходимости легко стирается.

§ 9.3. Кинескопы черно-белого телевидения

Наиболее распространенной электронно-лучевой трубкой является приемная телевизионная трубка — кинескоп. Кинескоп является конечным элементом телевизионного тракта и, как любой его элемент, должен удовлетворять определенным требованиям, выполнение которых необходимо для получения высококачественного изображения.

Во-первых, изображение на экране кинескопа должно быть достаточно ярким, т. е. хорошо видимым в нормально освещенной комнате. Во-вторых, изображение должно быть контрастным, т. е. отношение яркости наиболее освещенных мест изображения к яркости наименее освещенных мест должно быть не менее нескольких десятков. В-третьих, кинескоп должен иметь разрешающую способность, позволяющую различать наиболее мелкие детали изображения.

Существенным является требование определенной величины телевизионного изображения. Оптимальный размер экрана телевизора можно оценить на основании следующих соображений. Если принять расстояние от экрана до наблюдателя равным 2 м, то, учитывая, что наиболее удобным для наблюдения является объект, видимый под углом зрения около 15°, диагональ экрана $d = 2 \text{ tg}15^\circ \approx \approx 0.55 \text{ м}.$

Цвет свечения экрана черно-белых кинескопов должен быть близким к стандартному белому цвету. Время послесвечения люминофора не должно заметно превышать период кадровой развертки: при слишком большом времени послесвечения изображение объектов будет смазываться. Желательно также, чтобы кинескоп был достаточно коротким, так как длина приемной трубки определяет возможную «глубину» телевизионного приемника, которая, естественно, не должна быть слишком большой. И, наконец, кинескоп должен удовлетворять экономическим требованиям — быть достаточно простым в изготовлении, недорогим в производстве, достаточно долговечным и надежным к эксплуатации.

Стремление к наиболее полному удовлетворению указанных требований обусловило разработку современных кинескопов с диагональю экрана 50—67 см, углом отклонения луча до 110°, белым цветом свечения экрана, нейтральным (дымчатым) светофильтром и алюминированным экраном.

Колба кинескопа является ответственной частью трубки: от ее геометрических соотношений зависят контрастность и разрешающая способность, а также габариты телевизионного приемника. Современные кинескопы имеют прямоугольные экраны с диагональю до 70 см для стационарных бытовых телевизоров и 10—25 см — для переносных.

Дно колбы кинескопа (экран) делают из сравнительно толстого стекла (до 10 мм у больших кинескопов) для обеспечения необходимой механической прочности, поскольку давление воздуха на экран большого кинескопа может превышать 1000 кг. Увеличение механической прочности достигается также приданием экрану слегка выпуклой формы.

Толщина дна колбы влияет на контрастность (и яркость) изображения за счет поглощения части света, излучаемого люминофором, и образования ореолов. Ореол образуется за счет полного внутреннего отражения света, испускаемого люминофором, от наружной поверхности дна (рис. 9.10). Свет от люминофора выходит наружу лишь при сравнительно небольшом угле (порядка 40°). Следовательно, более половины всего испускаемого люминофором света частично идет на образование ореолов, частично диффузно рассеивается в толще стекла И то и другое снижает контрастность. Очевидно, снижение контрастности будет более выражено при значительных диаметрах ореолов. Нетрудно видеть (рис. 9.10), что радиус ореола

$$r = 2d \, \mathrm{tg} \, \theta, \quad (9.2)$$

где *d* — толщина стекла дна колбы.

Поскольку уменьшение толщины дна колбы лимитируется механической прочностью, обычно диаметр первого (наиболее яркого) ореола составляет около 20 мм, что может заметно уменьшить контрастность. Поэтому влияние ореола на качество изображения можно уменьшить только за счет поглощения части света в толще стекла

дна колбы. Такой способ подавления яркости ореола сопровождается некоторым уменьшением яркости всего изображения. Однако, учитывая, что путь света в стекле, образующего ореол, сравнительно велик (от экрана к внешней поверхности стекла, от нее — к люминофору и обратно), а свет от экрана, выходящий наружу, проходит сквозь стекло только один раз, ослабление ореолов подобным способом можно считать оправданным.

На контрастность изображения влияет освещение экрана внешним светом. Нетрудно видеть, что поглощение части света в стекле дна колбы, приводящее

к уменьшению яркости ореола, полезно и для уменьшения влияния внешнего освещения на контрастность. В самом деле, внешний свет проходит слой стекла дважды (от источника света до экрана и от экрана — к зрителю), тогда как свет, излучаемый люминофором, — только один раз. Применение для изготовления дна колбы дымчатого стекла, являющегося нейтральным светофильтром с коэффициентом пропускания 0,6—0,7, повышает констрастность в несколько раз.

Одним из важных параметров кинескопов является разрешающая способность, определяемая числом элементов изображения, которое может быть воспроизведено на экране. Поскольку телевизионное изображение имеет строчную структуру, разрешающую способность кинескопа удобно оценивать числом строк, отчетливо различимых на экране. При телевизионном стандарте разложения на 625 строк (принятом в СССР и во многих зарубежных странах) разрешающая способность кинескопа должна быть не менее 625 строк в любом месте экрана. Отметим, что стандарт 625 строк выбран вполне обоснованно. Человеческий глаз, являющийся приемником информации, воспроизводимой на экране телевизора, может разрешить (при нормальном зрении), т. е. увидеть раздельно, два элемента, если их угловая величина (угол, под которым виден элемент) не меньше 1,5'. При «удобном» угле зрения 15° оптимальное число строк, обеспечиваю-

28 Плтно Второй ореал Электронный Луч

Рис. 9.10. Образование ореолов

щее восприятие глазом всего объема полезной информации, составит

$$n = \frac{a_{\text{H3}}}{a_{\text{9.1}}} = \frac{15 \cdot 60}{1.5} = 600, \qquad (9.3)$$

где а_{из} — угол, под которым видно все изображение; _{аэл} — угловая величина отдельно различимого элемента.

Разрешающая способность определяется в первую очередь качеством фокусировки, т. е. диаметром пятна на экране. Если экран имеет диагональ ~ 0.5 м, то высота растра при принятом соотношении сторон телевизионного изображения 4 : 3 составит около 0,3 м. Таким образом, при разложении на 600 строк оптимальный диаметр пятна (на уровне 0,4) на экране равен 0,5 мм. Такую величину сечения луча в плоскости приемника легко обеспечивают прожекторы с электростатической фокусировкой.

Внутреннюю поверхность стенок колбы покрывают проводящим графитовым слоем, через который осуществляется подведение высокого напряжения к аноду трубки. Наружную поверхность широкой части колбы кинескопов, работающих при анодных напряжениях выше 10 кВ, также покрывают проводящим покрытием, электрически не соединенным с внутренним слоем. Два слоя графитового покрытия (внутренний и наружный), разделенные диэлектриком (стеклом колбы), образуют конденсатор фильтра выпрямителя высокого напряжения, питающего кинескоп.

Большинство современных кинескопов имеют взрывобезопасные колбы, снабженные специальной металлической рамой — бандажом, охватывающим колбу вблизи экрана. Пространство между бандажом и стенкой колбы заполняют отвердевающей массой (например гипсом), несколько расширяющейся в процессе отвердевания. При этом место спая экрана с колбой и сам экран оказываются сжатыми в радиальном направлении и механическое разрушение колбы приводит лишь к растрескиванию экрана без разлета осколков. Применение взрывобезопасных колб позволило исключить защитное небьющееся стекло, располагаемое раньше перед экраном кинескопа в телевизионных приемниках. В современных телевизорах экран взрывобезопасного кинескопа выступает за переднюю стенку, что позволяет уменьшить «глубин у» телевизионного приемника.

Для достижения необходимой яркости телевизионного изображения прожектор современного кинескопа должен создавать луч с током в несколько сотен микроампер при ускоряющем напряжении не менее 10 кВ. При этом для обеспечения нужной разрешающей способности диаметр пятна (на уровне 0,4) должен быть не больше 0,5 мм у кинескопов с экраном более 50 см. Слишком малый диаметр пятна (в несколько раз меньший расстояния между строками) даже нежелателен, так как четкость изображения, определяемая количеством элементов разложения (числом строк), при этом не увеличивается, а строчная структура изображения становится более заметной. С точки зрения художественного восприятия изображения допустимо небольшое перекрытие строк. Поскольку видеосигнал, формир ующий телевизионное изображение, подводится к модулятору кинескопа, прожектор должен иметь достаточно крутую модуляционную характеристику. Большая крутизна модуляционной характеристики позволяет при не очень большой амплитуде видеосигнала получить значительные изменения тока луча и, следовательно, контрастное изображение.

Электронный прожектор, хорошо удовлетворяющий указанным требованиям, может быть построен по двух- или трехлинзовой оптической схеме с электростатической или магнитной проекционной линзой. В настоящее время большинство кинескопов имеет прожектор с электростатической фокусировкой, магнитная проекционная линза используется лишь в проекционных кинескопах и некоторых специальных кинескопах, имеющих небольшие экраны и повышенную разрешающую способность.

Кинескопы, имеющие прожекторы с электростатической фокусировкой, экономичны в эксплуатации, что существенно при массовом распространении телевидения. Кроме того, при питании всей электронно-оптической системы прожектора от одного источника, колебания питающего напряжения не нарушают фокусировки, тогда как при магнитной фокусировке нестабильность напряжения питания расстраивает фокусировку.

Прожектор с электростатической фокусировкой обычно строят по трехлинзовой (пентодной) оптической схеме, т. е. между ускоряющим электродом и модулятором устанавливают промежуточный (ускоряющий) электрод со сравнительно невысоким (200-600 В) потенциалом относительно катода. Применение промежуточного электрода обоеновано необходимостью иметь не слишком большое отрицательное запирающее напряжение модулятора, а также небольшую величину модуляции. Образующаяся между первым и вторым ускоряющими электродами иммерсионная линза уменьшает угол расхождения пучка за плоскостью скрещения, луч в проекционной линзе становится более узким, что приводит к уменьшению аберраций этой линзы, т. е. улучшается фокусировка. Наряду с этим при высоких окончательных ускоряющих напряжениях (15-20 кВ) ускоряющий электрод с промежуточным потенциалом позволяет легче обеспечить требуемую электрическую прочность. Таким образом, прожектор с электростатической фокусировкой имеет следующую оптическую схему: катод, модулятор и ускоряющий электрод образуют иммерсионный объектив, ускоряющий электрод и второй ускоряющий электрод с потенциалом второго анода — иммерсионную линзу, второй ускоряющий электрод, первый и второй аноды — одиночную линзу. Устройство такого прожектора и его рентгенограмма показаны на рис. 9.11, а, б.

Поскольку экраны современных кинескопов в большинстве случаев алюминируются и пленка алюминия надежно защищает люминофор от разрушения ударами отрицательных ионов, образующихся в междуэлектродном пространстве прожектора, ранее применявшиеся прожекторы с ионными ловушками, предотвращающими попадание ионов на экран, в настоящее время не используют.

К отклоняющим системам кинескопов предъявляются высокие

требования, так как от них во многом зависит качество изображения. Основным показателем качества изображения, зависящим от отклоняющей системы, является геометрическое подобие изображения передаваемому объекту. Очевидно, геометрическое подобие может быть достигнуто лишь при высокой степени линейности отклонения. Высокое качество изображения должно сохраняться во всех местах экра-





Рис. 9.11. Устройство (а) и рентгенограмма (б) прожектора кинескопа

на, т. е. при отклонении по всему экрану фокусировка не должна нарушаться.

Необходимость уменьшения габаритов кинескопа (его продольной длины) обусловливает большие углы отклонения электронного луча. На рис. 9.12 показано, как зависит длина трубки при неизменном размере экрана от угла отклонения луча. Кинескопы с углом отклонения 70° имеют сравнительно большую длину; увеличение угла отклонения до 110° сокращает длину трубки более чем в 1,5 раза по сравнению с длиной трубки, имеющей угол отклонения 70°.

Типичной отклоняющей системой современного кинескопа является магнитная система, состоящая из четырех катушек без ферромагнитных сердечников с последовательно складывающимися магнитными потоками. Системы горизонтального (строчного) и вертикального (кадрового) отклонений совмещаются в пространстве, что вполне возможно при магнитном отклонении и в этом случае отклоняющая система получается более компактной (короткой).

Качество телевизионного изображения в значительной мере зависит от свойств экрана: цвета и яркости свечения, контрастности и разрешающей способности. Люминофор для покрытия экранов черно-белых кинескопов должен иметь близкий к белому цвет свечения, световую отдачу не менее нескольких кд/Вт, длительность свечения не более периода кадровой развертки, разрешающую способность не менее 700—800 строк на весь экран.

Поскольку стандартные люминофоры не имеют близкого к белому цвета свечения и изготовить (синтезировать) люминофор с непрерывным спектром излучения практически не удается (при приемлемой технологии), для покрытия экранов черно-белых кинескопов обычно



Рис. 9.12. Зависимость длины кинескопа от угла отклонения луча

применяют механическую смесь двух люминофоров, светящихся дополнительными цветами, например желтым и голубым. В качестве желтого люминофора часто используют цинк-кадмиевый сульфид, активированный серебром, в качестве синего — сульфид цинка, активированный серебром. На рис. 9.13 представлена суммарная спектральная характеристика белого люминофора, состоящего из смеси ZnS : Ag и ZnS(48%) · CdS(52%) : Ag. Хотя кривая имеет провал в средней части спектра, наличие синего и желтого максимумов делает цвет свечения этого люминофора близким к стандартному белому.

Таким образом, типичным кинескопом черно-белого телевидения является приемная трубка с прямоугольным экраном, имеющая электростатический прожектор, магнитную отклоняющую систему, обеспечивающую большие (до 110°) углы отклонения, алюминированный экран с белым цветом свечения и выполненная во взрывобезопасном оформлении. Промышленностью выпускаются кинескопы с диагональю экрана от 11 см (для переносных телевизоров) до ~ 70 см (для стационарных телевизоров).

Увеличение экрана кинескопа для возможности охвата телепередачей большей аудитории экономически и технически оправдано лишь до некоторого предела. Опыт показывает, что стеклянные и стеклянно-металлические колбы кинескопа с диагональю более 75 см становятся очень тяжелыми, технология их изготовления существенно усложняется; крупногабаритные кинескопы дороги в производстве и неудобны в эксплуатации. В то же время обслуживание телепередачей большой аудитории требует увеличения телевизионного изображения, по крайней мере, до 3—4 м². Эта задача решается с помощью проекционных кинескопов, имеющих сравнительно небольшие экраны, но очень большую яркость свечения. Изображение с экрана проекционного кинескопа переносится в увеличенном виде на большой светорассеивающий белый экран оптическими средствами (рис. 9.14).

Для получения достаточно хорошего изображения на большом экране яркость свечения должна быть примерно такой же, как при проектировании обычной кинокартины, т. е. 25—30 кд/м². С учетом по-



Рис. 9.13. Спектральная характеристика экрана кинескопа



Рис. 9.14. Схема проекционной телевизионной установки: 1 — экран; 2 — зеркало; 3 — кинескоп; 4 — корректирующая линза

терь в светооптической системе яркость свечения экрана проекционного кинескопа должна составлять несколько десятков тысяч кандел на метр квадратный.

Поскольку яркость свечения большинства промышленных люминофоров примерно пропорциональна квадрату ускоряющего напряжения, большая яркость свечения экрана проекционных кинескопов достигается увеличением ускоряющего напряжения до 50-70 кВ. Высокая разрешающая способность требует хорошей фокусировки луча, поэтому у большинства проекционных кинескопов второй линзой прожектора является короткая магнитная катушка, т. е. прожектор строят по схеме иммерсионный объектив + магнитная линза. Магнитная линза позволяет отказаться от ограничивающих диафрагм в анодном цилиндре, что целесообразно, так как в этом случае можно получить большой ток луча (при той же нагрузке катода) и более крутую модуляционную характеристику (меньшую величину модуляции). В то же время магнитная фокусировка позволяет получить диаметр пятна на экране меньше 0,1 мм, что необходимо для обеспечения разрешающей способности не менее 600 строк при малой величине изображения. Так как ускоряющие напряжения достаточно велики, вывод анода прожектора осуществляется через внутреннее проводящее покрытие на боковую стенку расширяющейся части колбы. Во избежание электрического пробоя по наружной поверхности колбы вывод энода защищают стеклянным цилиндром, приваренным к стенке колбы, так что он оказывается «утопленным» в глубоком (35—50 мм) цилиндре.

Однако даже при очень высоких ускоряющих напряжениях и токах луча; при которых стеклянный экран (при наличии принудительного воздушного охлаждения) еще может рассеивать приносимую электронами мощность, яркость свечения оказывается недостаточной для получения изображения площадью 10 м² и более. Большая яркость (за счет увеличения тока луча) может быть получена при использовании в качестве экрана пластинки из сапфира, допускающей нагрев до более высоких температур. Проекционные кинескопы с сапфировыми экранами являются перспективными.

§ 9.4. Кинескопы цветного телевидения

Кинескоп цветного телевидения является наиболее сложной приемной трубкой. Современный цветной кинескоп должен обеспечивать получение яркого и контрастного изображения в естественных цветах, при наличии внешнего освещения. Из многочисленных систем для воспроизведения цветного телевизионного изображения практическое использование нашли системы с цветоделительными (теневыми) масками и мозаичными (трехкомпонентными) экранами. В основе их действия лежит теория трехкомпонентного смешения цветов, согласно которой любой цвет может быть получен смешением в определенных соотношениях трех основных цветов — синего, зеленого и красного.

В соответствии с «трехцветной» схемой сигнал, подводимый к цветному кинескопу, имеет три составляющие, несущие информацию о синем, зеленом и красном «содержании» передаваемого объекта. Далее эти три сигнала должны управлять яркостью свечения элементов экрана. Очевидно, отдельные элементы экрана, светящиеся основными цветами, должны быть достаточно малы, чтобы было возможно различить самые мелкие детали изображения и в то же время при наблюдении они не должны быть видны раздельно, а цвет соселних элементов экрана, смешиваясь, должен обеспечивать воспроизведение всего изображения в натуральных цветах.

В настоящее время практически используются две разновидности цветных кинескопов с цветоделительной маской: с «дельтавидным» расположением прожекторов (оси трех прожекторов располагаются в вершинах равностороннего треугольника) и мозаичным экраном и с планарным расположением прожекторов (оси прожекторов располагаются в одной плоскости) и линейчатым экраном.



Рис. 9.15. Расположение прожекторов, маски и экрана в цветном кинескопе Рассмотрим принцип получения цветного изображения на примере более распространенного кинескопа с «дельтавидным» расположением прожекторов. В этом кинескопе три электронных прожектора формируют три луча, причем за счет наклона осей (или специальной «сводящей» системы) все три луча пересекаются в одной плоскости (рис. 9.15). В плоскости пересечения лучей располагается цветоделительный элемент (теневая маска) в виде тонкой металлической пластины с множеством круглых отверстий (см. рис. 9.18, *а*). Электроны лучей, пройдя сквозь одно из отверстий маски, попадают на экран,



Рис. 9.16. «Люминофорные триады» экрана цветного кинескопа (З, К, С — соответственно зеленая, красная и синяя «точки») причем следы лучей на экране будут небольшими кругами с центрами, расположенными в вершинах равностороннего треугольника, т. е. следы лучей образуют на экране «электронную триаду». Если участки экрана, соответствующие кружкам «электронной триады», покрыть люминофорами, светящимися красным, зеленым и синим цветами («люминофорная триада», рис. 9.16), то, очевидно, луч каждого прожектора будет возбуждать свечение только одного цвета.

Отклонение всех трех лучей осуществляется одной (магнитной) отклоняющей системой, причем при любом

угле отклонения в пределах экрана обеспечивается прохождение трех лучей через одно и то же отверстие маски. В свою очередь, кружки «люминофорных триад» располагаются так, что при любом угле отклонения луч каждого прожектора возбуждает свечение люминофора только одного цвета. Таким способом осуществляется цветоделение.

При подведении к модуляторам прожекторов сигналов, несущих информацию о яркостях зеленого, красного и синего компонентов изображения и развертке всех трех лучей в обычный телевизионный растр, на экране будет воспроизводиться изображение, образуемое свечением «люминофорных триад». При этом в зависимости от величины сигнала яркости зеленой, красной и синей «точек» люминофоров будут разными и смешение излучений трех точек «триады» будет определять видимый цвет элемента изображения, соответствующего данной «триаде». Таким способом формируется цветное изображение.

Число «люминофорных триад», равное числу отверстий в теневой маске, определяет общее число элементов разложения изображения или предельно достижимую разрешающую способность экрана. При диагонали экрана 50—65 см число отверстий маски, обеспечивающее получение достаточно четкого изображения, составляет 300—500 тыс., число люминофорных «точек» — в три раза больше (до 1,5 млн). Следует иметь в виду, что увеличение числа отверстий маски приводит к росту разрешающей способности лишь в том случае, когда диаметр электронного луча любого прожектора в плоскости маски меньше (или равен) диаметра отверстия маски. Если же, как это обычно бывает

практически, луч перекрывает несколько отверстий маски и «точек» люминофора, то разрешающая способность определяется в основном остротой фокусировки электронных лучей и в меньшей степени зависит от размеров отверстий маски.

Правильная цветопередача возможна лишь при определенных геометрических соотношениях узлов кинескопа: расстояний пловковть отклонения — экран (d_9), плоскость отклонения — маска (d_m), маска — экран (d_{m9}), ось кинескопа — ось прожектора (r_0), расстояний

между центрами соседних отверстий маски (р_м) — шаг маски, между центрами соседних «люминофорных триад» (p₂) - шаг экрана (см. рис. 9.15, 9.16, 9.17). В свою очередь, максимально возможный диаметр d_{π} кружка люминофора (люминофорной «точки») однозначно определяется шагом экрана. В случае «идеальной» мозаики кружки люминофора на экране «упакованы» наиболее плотно - соседние кружки соприкасаются (см. рис. 9.16). При этом центр «триады» равноудален от центра трех люминофорных «точек», лежащих в вершинах равностороннего треугольника. Расстояние между центрами близлежащих люминофорных «триад» определяет шаг экрана: $p_{\rm a} = 3r_{\rm m}$, где $r_{\rm m}$ — радиус окружности, проведенной через центры соприкасающихся лю-



Рис. 9.17. К расчету зависимости между шагами маски и экрана

минофорных кружков (радиус «триады»). Соответственно радиус кружка люминофора выражается через радиус «триады» и шаг экрана:

$$d_{\rm n} = \sqrt{3} r_{\rm rp} = p_{\rm s} / \sqrt{3}$$
 (9.4)

На основании подобия треугольников AQR и AMN (см. рис. 9.17), шаг экрана связан с шагом маски и расстояниями от плоскости отклонения лучей до экрана и маски соотношением

$$p_{\mathfrak{s}} = \frac{p_{\mathfrak{M}} d_{\mathfrak{s}}}{d_{\mathfrak{M}}} \,. \tag{9.5}$$

И, наконец, используя подобие треугольников AOD и aO'D (см. рис. 9.15), получим связь радиуса «триады» с расстоянием от осей прожекторов до оси кинескопа:

$$r_{\rm rp} = \frac{r_0 d_{\rm M9}}{d_{\rm M}} \,. \tag{9.6}$$

С помощью соотношения $r_{rp} = \frac{1}{3} p_9$ и выражений (9.5), (9.6) можно получить уравнение, связывающее основные геометрические размеры узлов кинескопа:

$$d_{\rm M9} = \frac{1}{3} \frac{p_{\rm M} d_9}{r_0} \,. \tag{9.7}$$

Выражения (9.5)—(9.7) позволяют, выбрав некоторые размеры, например шаг маски, определяемый числом элементов разложения, расстояние от осей прожекторов до оси кинескопа (определяемое диаметром горла колбы), расстояние от центра отклонения лучей до экрана, определяющее длину кинескопа и максимальный угол отклонения, получить остальные размеры — расстояние от маски до экрана, радиус «люминофорной триады», радиус люминофорных «точек», шаг экрана.

Следует отметить, что приведенные расчетные формулы справедливы лишь для центральной области экрана, где экран и маску можно приближенно считать параллельными плоскостями. Реальные маска и экран являются частями сфер с разными радиусами и центрами, лежащими за пределами кинескопа. Кроме того, при отклонении лучей следы их на экране будут не окружностями (при круглых отверстиях маски), а эллипсами, а радиусы «люминофорных триад» — не одинаковыми в центре и на периферии экрана. Поэтому расчет оптимальных геометрических соотношений цветного кинескопа оказывается сложным и может быть выполнен лишь с помощью ЭВМ. Необходимо также учитывать, что в реальных приборах из-за наличия технологических допусков при сборке и деформации маски и экрана при нагревании кинескопа во время работы центры «электронных триад» (следов лучей на экране) не совпадают с центрами «люминофорных триад». Поэтому для соблюдения чистоты цвета, т. е. для предотвращения попадания электронных лучей на «чужие» люминофорные «точки», приходится ограничивать след электронного луча на экране окружностью с радиусом, меньшим радиуса люминофорного кружка. Очевидно, вероятность смещения электронного луча на соседнюю люминофорную «точку» будет тем меньше, чем больше разность радиусов люминофорного кружка и электронного следа. Таким образом, для обеспечения чистоты цвета необходимо иметь охранные кольца по периферии люминофорных точек, причем чем больше ширина охранного кольца (разность радиусов люминофорной «точки» и следа электронного луча), тем лучше цветоделение.

Увеличить ширину охранных колец можно либо ограничением сечения электронного луча за счет уменьшения радиуса отверстий маски, либо увеличением радиуса люминофорных кружков, что возможно при увеличении шага маски. Однако улучшение цветоделения увеличением ширины охранных колец приводит к ухудшению других параметров: уменьшение радиусов отверстий маски (прозрачности маски) — к снижению яркости изображения и увеличению нагрева маски, а увеличение шага маски - к уменьшению разрешающей способности. Кроме того, при некоторых значениях шага маски наблюдается периодическое изменение яркости вдоль экрана — муар. Появление муара вызывается наложением строчной структуры телевизионного растра на горизонтальные ряды отверстий маски. Поэтому при расчете геометрических соотношений экранно-масочного узла и кинескопа в целом приходится учитывать многие факторы, каждый из которых в конечном счете может повлиять на качество изображения.

Как было указано, правильное воспроизведение цветов возможно лишь при сведении всех трех лучей в одно отверстие маски. Для сведения лучей (кроме наклонного положения осей прожекторов. обеспечивающего сведение лучей в центре экрана) необходима специальная сводящая система, выполняемая в виде электростатической линзы или трех магнитов, располагаемых снаружи горловины, смещающих лучи в радиальном направлении. Сводящая система обеспечивает прохождение лучей в одно отверстие маски в центральной области экрана. При больших углах отклонения сведение нарушается из-за разного расстояния от центра отклонения лучей до маски в центре и на периферии. Для сведения лучей при углах отклонения в пределах всей поверхности маски приходится использовать так называемое динамическое сведение лучей. Оно осуществляется подведением к сводящей линзе или специальным катушкам, расположенным на магнитопроводах сводящих магнитов, напряжения или тока, изменяющегося с частотой строчной и кадровой разверток.

С помощью сводящей системы, смещающей лучи только в радиальном направлении, в общем случае невозможно свести все три луча в одно отверстие маски. Для такого сведения необходимо перемещать хотя бы один из лучей в азимутальном направлении. Подобное перемещение осуществляется магнитной системой, состоящей из катушки, а также наружного и внутреннего магнитопроводов, создающих радиально направленное магнитное поле. Таким образом, для получения правильного цветовоспроизведения кроме точного выполнения геометрических соотношений при изготовлении и сборке кинескопа необходима электрическая коррекция положения лучей.

Хотя цветные кинескопы с теневой маской и «дельтавидным» расположением прожекторов обеспечивают получение удовлетворительного цветного изображения, им присущи и некоторые недостатки, заставляющие непрерывно совершенствовать существующие цветные кинескопы и разрабатывать принципиально новые системы воспроизведения цветного телевизионного изображения.

Определенные преимущества имеют кинескопы с планарным расположением прожекторов и линейчатым экраном. Цветоделительная маска такого кинескопа имеет отверстия в виде вытянутых прямоугольников (щелевая маска, рис. 9.18, б), а экран — люминофорное покрытие в виде узких полос красного, зеленого и синего цветов свечения. Формирование цветного изображения на экране кинескопа с планарным расположением прожекторов аналогично получению изображения в «дельтавидном» кинескопе. Три прожектора создают три луча, располагающихся в горизонтальной плоскости, причем за счет наклона осей крайних прожекторов все три луча пересекаются в плоскости щелевой маски. За маской установлен линейчатый экран: геометрические размеры узлов кинескопа подбирают так, чтобы лучи, пройдя сквозь щель маски, попадали на «свои» люминофорные полоски, возбуждая свечение соответствующего цвета.

Геометрические размеры узлов идеального кинескопа с планарным расположением прожекторов можно рассчитать по формулам (9.5) и (9.7), считая шагом щелевой маски расстояние между осями двух соседних щелей, а шагом экрана — расстояние между осями люминофорных полос одинакового цвета свечения.

Щелевая маска теоретически может иметь почти вдвое большую прозрачность по сравнению с маской «дельтавидного» кинескопа. Однако практически изготовить маску со сплошными щелями от нижней до верхней границы ее рабочей поверхности невозможно из-за малой механической прочности. Для обеспечения необходимой механической прочности щели приходится перегораживать перемычками.



Рис. 9.18. Цветоделительные маски: *а* – «дельтавидная»; 6 – щелевая

так что щель превращается в ряд прямоугольных отверстий с отношением сторон от 6 : 1 до 4 : 1 (см. рис. 9.18, б). Перемычки должны быть достаточно тонкими, чтобы тень их не была заметна на изображении. При оптимальных соотношениях сторон прямоугольных отверстий и толщины перемычек прозрачность щелевой маски на 20—30% больше прозрачности масок с круглыми отверстиями. Большая прозрачность щелевой маски позволяет получить несколько большую яркость свечения экрана.

Существенным преимуществом кинескопов с планарным расположением прожекторов является более простое сведение лучей, так как для получения качественного изображения требуется обеспечить точное сведение лучей только в горизонтальной плоскости, тогда как небольшое расхождение лучей в вертикальной плоскости практически незаметно на изображении.

В кинескопах с планарным расположением прожекторов при использовании специальной отклоняющей системы возможно самосведение лучей. Расхождение электронных лучей, сведенных в центре маски, при отклонении одной отклоняющей системой вследствие непараксиальности лучей в значительной мере обусловлено аберрациями отклоняющей системы (см. §8.3), главным образом астигматизмом. При планарном расположении прожекторов возможно так подобрать вертикально- и горизонтально-отклоняющие поля, что суммарный астигматизм будет очень малым. Расчет показывает, что самосведение лучей обеспечивается при подушкообразном горизонтально-отклоняющем и бочкообразном вертикально-отклоняющем полях. Такие неоднородные отклоняющие поля позволяют получить практически свободное от астигматизма отклонение лучей по всему экрану. При этом отпадает надобность в динамическом сведении.

Кинескопы с планарным расположением прожекторов и самосведением лучей обеспечивают более высокие эксплуатационные качества главным образом за счет упрощения сведения лучей и более простой настройки. В то же время они сложнее в производстве вследствие необходимости обеспечения более высокой точности изготовления деталей и сборки узлов. Сложным оказывается также изготовление отклоняющих систем, обеспечивающих самосведение лучей.

ГЛАВА 10

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

§ 10.1. Принцип работы электронно-оптического преобразователя и его основные параметры

Электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) называется электровакуумный прибор, предназначенный для преобразования спектрального состава излучения и усиления яркости изображения (ГОСТ 19803 — 74).

Принцип работы простейшего однокамерного ЭОП показан на рис. 10.1. Объект 1 с помощью объектива 2 проецируется на фотокатод 4. Оптическое изображение 3 объекта за счет фотоэлектронной эмиссии фотокатода и фокусирующей электронно-оптической системы преобразуется в электронное изображение 5, в котором плотность распределения электронов соответствует распределению плотности потока излучения в оптическом изображении. Фотоэлектроны, эмиттируемые фотокатодом, покидают его поверхность с различными скоростями под разными углами. Они ускоряются и фокусируются электрическим полем, созданным электронно-оптической системой 6, и, бомбардируя люминесцентный экран 7, вызывают его свечение. Распределение плотности потока излучения отдельных точек экрана определяется распределением плотности электронного потока, а значит, и распределением потока излучения в изображении на фотокатоде. Таким образом, на экране образуется видимое изображение 8 объекта.

В результате такого двойного преобразования возможно пере-



Рис. 10.1. Принцип действия ЭОП

нести изображение из одной спектральной области в другую (например, из инфракрасной или ультрафиолетовой в видимую), а также увеличить его яркость.

Усиление яркости изображения в ЭОП характеризуется коэффициентом преобразования по яркости η_B , который определяется отношением энергетической светимости R_{s} экрана к энергетической освещенности E_{u} фотокатода ЭОП:

$$\eta_B = \frac{R_9}{E_{\rm R}} = \frac{\Phi_9 A_{\rm R}}{\Phi_{\rm R} A_9}, \qquad (10.1)$$

где $\Phi_{9}/\Phi_{R} = \eta - \kappa \circ \Rightarrow \phi \phi$ и циент преобразования потока излучения — отношение потока излучения Φ_{9} экрана к потоку излучения Φ_{R} , падающему на фотокатод; A_{R}, A_{9} площадь изображения на фотокатоде и на экране соответственно.

Коэффициент преобразования η , характеризующий усиление потока излучения, можно выразить через важнейшие параметры ЭОП. Для этого ток фотокатода I_{Φ} запишем в виде

$$I_{\Phi} = s_{I_{\text{RHT}}} \Phi_{\kappa} = s_{I_{\text{RHT}}} E_{\kappa} A_{\kappa}, \qquad (10.2)$$

где s_{инт} — интегральная токовая чувствительность фотокатода, А/лм.

Мощность электронного потока в ваттах, бомбардирующего экран при ускоряющем напряжении U_a , равна

$$P_{\mathfrak{s}} = U_{\mathfrak{a}} I_{\Phi} = U_{\mathfrak{a}} s_{I_{\mathfrak{H}\mathfrak{W}}} \Phi_{\mathfrak{K}}. \tag{10.3}$$

Если известна световая отдача ү⊕ экрана, измеренная в лм/Вт, то излученный экраном поток в люменах с учетом выражения (10.3) можно представить как

$$\Phi_{\mathfrak{s}} = P_{\mathfrak{s}\mathfrak{j}_{\Phi}} = s_{I_{\mathsf{HHT}}} \Phi_{\mathfrak{K}} U_{\mathfrak{a}} \mathfrak{j}_{\Phi} \,. \tag{10.4}$$

Соотношение (10.4) позволяет выразить коэффициент преобразования η потока излучения через важнейшие параметры ЭОП:

$$\eta = \Phi_{\mathfrak{s}} / \Phi_{\mathfrak{k}} = s_{\mathfrak{u}\mathfrak{h}\mathfrak{r}} U_{\mathfrak{a}}\gamma_{\Phi} \,. \tag{10.5}$$

При интегральной чувствительности многощелочного фотокатода 200 мкА/лм, анодном напряжении 15 кВ и световой отдаче экрана 30 лм/Вт ЭОП обеспечивает усиление светового потока в 90 раз. Такое усиление происходит вследствие увеличения кинетической энергии электронов, формирующих изображение, за счет ускоряющего электрического поля.

Если изображение переносится с фотокатода на экран без изменения масштаба, т. е. $A_{\rm R} = A_{\rm 9}$, то коэффициент преобразования по яркости η_B (10.1) и коэффициент преобразования потока излучения (10.5) совпадают. Окончательное выражение для коэффициента преобразования по яркости имеет вид

$$\eta_B = s_{I_{\text{ HHT}}} U_{a} \gamma_{\Phi} \quad \frac{A_{R}}{A_{a}} = \eta \quad \frac{1}{\Gamma^2} \,. \tag{10.6}$$

Здесь Г — электронно-оптическое увеличение, равное отношению линейного размера изображения объекта на экране ЭОП к линейному размеру соответствующего ему изображения на фотокатоде.

В соотношении (10.1) светимость R_9 экрана можно заменить на его яркость B, воспользовавшись законом Ламберта $R_9 = \pi B$. Тогда выражение для коэффициента преобразования по яркости с учетом (10.6) приобретает вид

$$\eta'_B = \frac{B}{E} = \frac{\eta_B}{\pi} = \frac{1}{\pi} \eta \frac{1}{\Gamma^2},$$
 (10.7)

где величина η_B выражена в кд · м⁻² · лк⁻¹.

ł

Одним из определяющих параметров ЭОП является разрешения ЭОП оценивается наибольшим числом чередующихся светлых и темных линий (штрихов) на 1 мм изображения тест-объекта в центре фотокатода, которые видны раздельно по четырем направлениям, при оптимальной для наблюдателя яркости и достаточном увеличении. Единицей измерения разрешения является пара линий/мм. Тракт преобразования изображения в ЭОП включает фотокатод, электронно-оптическую систему и люминесцентный экран. Разрешение ЭОП ограничивается в основном зернистостью люминофора и аберрациями.

Условием правильного воспроизведения на экране ЭОП деталей наблюдаемого объекта является неискаженная передача контраста между этими деталями. ЭОП снижает контраст изображения из-за наличия темнового фона, который определяется главным образом токами термоэлектронной и автоэлектрон-

ной эмиссии, световой обратной связью между экраном и фотокатодом, отражением излучения от внутренних деталей. Для оценки контраста в ЭОП вводят коэффициент передачи контраста T_N — отношение контраста изображения на экране ЭОП к контрасту соответствующего ему изображения на фотокатоде.

Значительно полнее характеризует качество передачи изображения частотно-контрастная характеристика (ЧҚХ), определяющая зависимость коэффициента передачи контраста *T_N* ЭОП



Рис. 10.2. Типичные частотно-контрастные характеристики двух однокамерных ЭОП, изготовленных по одной технологии

от пространственной частоты N (мм⁻¹) синусоидального растра (рис. 10.2). Из представленных на рисунке ЧКХ следует, что качество изображения двух одинаковых типов ЭОП отличается друг от друга (кривые 1 и 2). Измерение ЧКХ проводят при освещенности фотокатода, создающей оптимальную яркость экрана, при которой глаз различает пороговый контраст 2—5%, что равносильно коэффициенту передачи контраста на экране ЭОП 0,02—0,05. Как видно из рисунка, с увеличением пространственной частоты N коэффициент передачи контраста (глубина модуляции) уменьшается. По ЧКХ можно графически определить разрешение ЭОП. Для этого необходимо на уровне $T_N = 0,05$ провести прямую параллельно оси абсцисс, точка пересечения которой с ЧКХ определит предел разрешения ЭОП.

415

§ 10.2. Методы увеличения усиления яркости изображения в электронно-оптических преобразователях

При низком уровне освещенности фотокатода (например, $E = 10^{-5}$ дк), коэффициенте преобразования $\eta = 100$ и электронно-оптическом увеличении $\Gamma = 1$ яркость экрана ЭОП в соответствии с формулой (10.7) равна 3,2 · 10⁻⁴ кд/м². При такой яркости разрешение глаза. вооруженного окуляром 10-кратного увеличения, составляет около 5 пар линий/мм, а пороговый контраст, различаемый глазом, значительно увеличивается. Для наблюдения объектов малой яркости необходимо иметь ЭОП с большим коэффициентом преобразования, чтобы получить на экране яркость изображения, оптимальную для рассмотрения его глазом. Так, если за границу оптимальной яркости принять яркость экрана 4-5 кд/м², то коэффициент преобразования ЭОП для наблюдения объекта, создающего освещенность на фотокатоде 10⁻⁶ лк. должен быть порядка 10⁶. Достичь таких коэффициентов преобразования за счет увеличения чувствительности фотокатода, световой отдачи экрана и ускоряющего напряжения не представляется возможным. Уменьшением размеров изображения на экране по сравнению с размерами его на фотокатоде можно добиться увеличения яркости изображения не более чем на 2-3 порядка [см. формулу (10.7)]. Но фокусирующие электростатические системы со значительным сжатием изображения $(\Gamma \ll 1)$ характеризуются малой напряженностью



Рис. 10.3. Устройство двухкамерного ЭОП с трехэлектродной электростатической фокусирующей системой: *I*-фотокатод; *2*-фокусирующий электрод; *3*-авюд; *4*'-вуран, находящийся в оптическом контакте с фотокатодом *I*'; *4*-выходной экран; *5*-стеклянная перегородка

поля у фотокатода и соответственно низким разрешением системы (5—10 пар линий/мм).

Использование короткофокусных магнитных линз для сжатия изображения может привести к значительному увеличению разрешения ЭОП, однако рабочий диаметр фотокатола при этом уменьшается.

Увеличение усиления яркости изображения более чем на три порядка можно добиться несколькими способами.

До недавнего времени наиболее распространенным способом усиления яркости изобра-

жения являлся оптический контакт экрана 4' ЭОП с фотокатодом 1' последующего ЭОП (рис. 10.3). Оптический контакт осуществляется через тонкую прозрачную стеклянную или слюдяную перегородку, толщина которой должна быть как можно меньше (5—10 мкм) во избежание существенных потерь разрешения. Поэтому двухкамерные или многокамерные ЭОП следует выполнять в единой вакуумной оболочке. Промежуточный экранно-фотокатодный узел является каскадом усиления ЭОП, обеспечивающим усиление тока и, следовательно, потока излучения экрана 4. Для получения достаточно высокого коэффициента преобразования многокамерного ЭОП необходимо, чтобы фотокатод и экран каскада усиления имели по возможности совпадающие спектральные характеристики с большими абсолютными значениями в максимумах.

Коэффициент преобразования потока излучения двухкамерного ЭОП (один каскад усиления) находят по аналогии с подобным параметром однокамерного ЭОП [см. выражение (10.5)]. Если известны чувствительности $s_{инт1}$ и $s_{инт2}$ фотокатодов, энергетический выход (отдача) $\gamma_{\Phi 1}$ и $\gamma_{\Phi 2}$ экранов, ускоряющие напряжения U_{a1} и U_{a2} первой и второй камер, коэффициент μ передачи потока излучения экрана фотокатоду и коэффициент k, определяющий спектральное соответствие потока излучения экрана и чувствительности фотокатода,

To
$$\eta = \frac{\Phi_9}{\Phi_R} = s_{I_{\text{HHTI}}} U_{a1} \gamma_{\Phi_1} \mu k s_{I_{\text{HHT2}}} U_{a2} \gamma_{\Phi_2}.$$

Коэффициент преобразования потока излучения двухкамерного ЭОП с многощелочным входным фотокатодом, имеющим $s_{Iинт1} = 200 \text{ мкА/лм}$ при общем напряжении $U_{obm} = 30 \text{ кB}$, достигает 10⁴.

Разрешение N_n оптического контакта каскада усиления определяется разрешением N_s экрана и разрешением N_p прозрачной перегородки, связанным с толщиной *d* перегородки соотношением $1/N_p \approx 2d$. Результирующее разрешение каскада усиления подсчитывают по формуле

$$\frac{1}{N_{\rm p}^2} = \frac{1}{N_{\rm p}^2} + \frac{1}{N_{\rm p}^2}.$$

Хорошие порошковые экраны обеспечивают разрешение около 180 пар линий/мм. Поэтому, применяя прозрачные перегородки толщиной 5—8 мкм, можно получить разрешение каскада усиления до 100 пар линий/мм. Разрешение двухкамерного ЭОП с электростатической фокусировкой при $U_{\rm ofm} = 30$ кВ достигает в центре поля 35 пар линий/мм, на краю поля — 2—5 пар линий/мм. Такая неравномерность разрешения по полю является одним из основных недостатков многокамерных ЭОП с электростатической фокусировкой. Кроме того, сложность изготовления многокамерных ЭОП в одной вакуумной оболочке с несколькими высокочувствительными фотокатодами также относится к недостаткам этих приборов.

Многомодульные ЭОП (рис. 10.4), увеличение яркости изображения в которых происходит за счет оптического контакта отдельных модульных ЭОП, имеющих на входе и выходе стекловолоконные блоки, лишены перечисленных недостатков. Стекловолоконные оптические блоки 3 состоят из тонких параллельных стеклянных волокон (световодов) 4, окруженных оболочкой 5 из стекла с меньшим коэффициентом преломления. Волокна спрессованы и спечены так, что блок является вакуумно-плотным. Наружные торцевые поверхности блоков плоские, внутренние поверхности, на которые наносится экран



Рис. 10.4. Устройство трехмодульного ЭОП (а) и схема прохождения излучения в стекловолокне (б) 2 или фотокатод 1, - вогну-Оптический тые. контакт плоских поверхностей стекловолоконных блоков, осуществляемый механическим способом. позволяет передавать изображение с вогнутой поверхности экрана одного блока на другую, где сформирофотокатод. Излучение, ван вошедшее в торец каждого волокна, за счет многократного полного внутреннего отражения распространяется только вдоль волокна и выходит с противоположного торца почти без потерь (рис. 10.4, б).

Эффективность передачи светового потока стекловолоконным блоком характеризуется к о э ф ф и ц и е н т о м п р о п у с к а н и я, который определяется числовой апертурой волокна, потерями внутри волокна при многократных отражениях света, потерями при отражении света от торцов волокон и отношением торцевых площадей, волокна и оболочки, т. е. плотностью упаковки. При стыковке двух одинаковых стекловолоконных блоков коэффициент пропускания светового потока экрана составляет не более 60%, что значительно меньше коэффициента пропускания тонкой прозрачной перегородки. Поэтому усиление яркости, обеспечиваемое многомодульными ЭОП, ниже, чем в многокамерных ЭОП с тем же числом камер.

Разрешение N стекловолоконного блока определяется расстоянием D межлу центрами соседних волокон: N = 1/2 D. При диаметре волокна 5 мкм, если пренебречь толщиной оболочки, можно получить разрешение стекловолоконного блока 100 пар линий/мм. Разрешение при стыковке двух одинаковых стекловолоконных блоков уменьшается примерно в $\sqrt{2}$ раз. Разрешение трехмодульного ЭОП с электростатической фокусировкой и плосковогнутыми стекловолоконными блоками, равномерное на большей части рабочего поля, достигает 35—40 пар линий/мм.

Другим способом получения большого увеличения яркости, свободным от ряда недостатков способа усиления с помощью оптического контакта, является использование вторичной электронной эмиссии с пленок «на прострел» и микроканальных пластин.

В ЭОП, где для усиления электронного потока используется вторичная электронная эмиссия «на прострел», каскад усиления представляет собой тонкую подложку из окиси алюминия толщиной около 50 нм, на которую напылены тонкий (20—30 нм) слой алюминия и вещество, обладающее необходимыми вторично-эмиссионными свойствами (например, хлористый калий). Фотоэлектроны, попадая на пленку со стороны подложки, вызывают эмиссию вторичных электронов с противоположной стороны, которые ускоряются в направлении следующей пленки и бомбардируют ее, вызывая вторичную электронную эмиссию. Таким образом, происходит лавинное умножение электронов. Каждый каскад с эмиттером из хлористого калия имеет коэффициент вторичной эмиссии 5—6 при энергии первичных электронов 4—5 кэВ. В ЭОП с пятью такими эмиттерами при общем напряжении 30—40 кВ достигается коэффициент преобразования потока излучения ~ 5 · 10⁵.

Применение толстых (около 10 мкм) рыхлых слоев диэлектрика в качестве эмиттеров значительно повышает коэффициент вторичной электронной эмиссии. Перед слоем рыхлого диэлектрика располагается мелкоструктурная сетка, на которую подается напряжение $U_c =$ = 50—250 В относительно проводящей подложки каскада. В результате наружная поверхность диэлектрика приобретает потенциал сетки и на него накладывается поле напряженностью 10⁵ В/см. Внутреннее электрическое поле в рыхлых диэлектриках позволяет извлечь большую часть вторичных электронов, образуемых первичным пучком. Коэффициент вторичной эмиссии подобного каскада при энергии первичных электронов 8 кэВ и напряжении сетка — подложка 250 В составляет более 40.

Разрешение каскада ограничивается разбросом начальных энергий вторичных электронов И распределением их по углам вылета. Предельное разрешение пятикаскадного ЭОП, в котором электронное изображение фокусируется на каждом каскаде и экране с помощью магнитного поля, составляет 25 - 30 пар линий/мм.

К недостаткам ЭОП с такими каскадами усиления следует отнести низкую долговечность из-за снижения чувствительности входного фотокатода в результате отравления его хлором. Эти ЭОП имеют меньший контраст изображения за счет «прострельных» первичных электронов, обладающих энергией, большей 50 эВ, которые плохо фокусируются в последующей камере.

В последние годы благодаря успехам, достигнутым в технологии изготовления микроканальных пластин (МКП), стало возможным применение их в качестве каскада усиления в ЭОП. Микроканальная пластина толщиной 0,5—1,5 мм состоит из большого числа параллельных прямых канальных умножителей диаметром 10-20 мкм, принцип работы которых был описан в § 5.3. В ЭОП с микроканальным каскадом усиления электронное изображение с фотокатода фокусируется электронной линзой или переносится однородным электростатическим полем на микроканальную пластину. В МКП за счет вторичной электронной эмиссии наблюдается усиление электронного потока, причем умножение в каждом канале происходит независимо от соседнего канала. Поэтому вся МКП усиливает двухмерную картину по яркости, разбив ее по числу каналов и сохранив при этом пространственное распределение информации. Для того чтобы усиление было равномерным, необходимо резко сократить количество фотоэлектронов, пролетающих в канале МКП без столкновений со стенкой. Для этого на вход МКП наносят тонкую алюминиевую пленку, при бомбардировке которой вылетающие с обратной стороны пленки электроны имеют распределение, близкое к ламбертовскому. После выхода из пластины усиленное электронное изображение переносится на люминесцентный экран обычно с помощью однородного электростатического поля. Несмотря на большой разброс начальных энергий вторичных электронов, выходящих из каналов (средняя величина энергии электронов составляет 10—15 эВ, наибольшая — сотни электронвольт), кружок рассеяния на экране невелик, так как их индикатриса углового распределения вытянута вдоль оси каналов. Поэтому при расстоянии МКП — экран 0,5 мм и напряжении между этими электродами 5 кВ кружок рассеяния меньше диаметра канала.

Каскал усиления с МКП (диаметр канала 20 мкм, толщина его стенки 4 мкм, толщина пластины 1,2—1,5 мм) при разности потенциалов на входе и выходе МКП 1,4—1,6 кВ имеет коэффициент усиления 10³—10⁵ и разрешение 20—25 пар линий/мм. Уменьшение диаметра канала до 10—12 мкм приводит к увеличению разрешения до 38—40 пар линий/мм. Таким образом, в ЭОП с МКП можно получить такое же усиление яркости изображения, как и в трехкамерном ЭОП (два каскала усиления), использующем для увеличения яркости промежуточные экранно-фотокатодные узлы.



Рис. 10.5. Устройство рентгеновского ЭОП:

І — объект, просвечиваемый ренттеновскими лучами; 2 входной рентгенолюминесцентный экран; 3 — прозрачиая тонкая пленка; 4 — фотокатод; 5 фокусирующий электрод; 6 анод; 7 — выходной люминесцентный экран

В однокамерном рентгеновском ЭОП (рис. 10.5) электростатическую фокусирующую систему строят с таким расчетом, чтобы получить уменьшенную примерно в 100 раз площаль изображения, при этом во столько же раз в соответствии с выражением (10.6) увеличивается и коэффициент преобразования по яркости. Рентгеновские ЭОП с входным экраном из сульфидного люминофора, находящимся в оптическом контакте с многошелочным фотокатодом, увеличивают яркость рентгеновского изображения по сравнению с яркостью диагностического экрана в 5000 раз и имеют разрешение 1,8-2 пар линий/мм. Рентгеновские ЭОП с экранами из иодистого цезия, активированного натрием, увеличивают яркость изображения в 10⁴-1,5 · 10⁴ раз и обладают разрешением 2,8-3 пар линий/мм. При таком усилении яркости создаются оптимальные условия для наблюдения изображения в отличие от условий наблюдения с обычного рентгеноскопического экрана, из-за малой яркости которого (8 · 10⁻³ ÷ 3 · 10⁻² кд/м²) глаз не в состоянии извлечь заложенную

420

в нем информацию. Кроме того, в большинстве случаев применение рентгеновских ЭОП позволяет снизить мощность дозы облучения в 3—10 раз, прежде чем флуктуации фотонов рентгеновского излучения начнут влиять на качество изображения.

В настоящее время разработаны и созданы ЭОП одно- и многокамерной конструкции, с помощью которых решают задачи визуального наблюдения объектов, регистрации вылета из фотокатода отдельного электрона, регистрации и измерения параметров сверхскоростных процессов (напр., камера «Агат» с временным разрешением 0,3 пс) и др.

ГЛАВА 11

ЗАПОМИНАЮЩИЕ ТРУБКИ

§ 11.1. Назначение и принцип работы запоминающей трубки

Запоминающей трубкой называют электронно-лучевой прибор, предназначенный для записи сигналов на диэлектрике с последующим их воспроизведением в виде электрического сигнала, оптического изображения или того и другого.

Запоминающие трубки находят применение в устройствах преобразования и отображения информации, радиолокационных индикаторных установках, телевидения - для преобразования изображения с одним стандартом разложения (числом строк) в изображение с другим стандартом разложения. Особенно широко используют запоминающие трубки совместно с электронными вычислительными машинами в автоматизированных системах управления, при автоматизации проектно-конструкторских работ, в системах автоматизации научных исследований. В устройствах отображения информации этот прибор является запоминающим электронно-лучевым индикатором графической и алфавитно-цифровой информации, С помощью запоминающих трубок возможно наблюдение за ходом вычислений ЭВМ посредством просмотра на экране выходных данных, выводимых в виде текста, цифр, графиков, чертежей. Эти приборы позволяют так же одновременно наблюдать запоминаемую и незапоминаемую информацию, редактировать выводимую на экран информацию, вводить дополнительные данные в ЭВМ и т. л.

В основе действия большинства запоминающих трубок лежит двойное преобразование информации: 1) преобразование последовательности входных сигналов, содержащих необходимую информацию, в распределение электрических зарядов по поверхности мишени потенциалоносителя, иными словами, создание на поверхности мишени определенного потенциального рельефа; 2) преобразование потенциального рельефа на мишени в последовательность выходных сигналов, достаточно точно воспроизводящих введенную информацию.

Первое преобразование в общем случае называют з а п и с ь ю и н ф о р м а ц и и , второе — с ч и т ы в а н и е м или воспроизведением информации. Кроме записи и считывания в некоторых запоминающих трубках имеется третья, вспомогательная операция с т и р а н и е, при которой потенциальный рельеф уничтожается, что необходимо для подготовки прибора к записи новой информации. Информация, подлежащая записи, вводится в запоминающую трубку в виде последовательности электрических импульсов или путем проектирования на фоточувствительную мишень оптического изображения. Считываемая информация выводится из прибора в виде последовательности электрических сигналов или видимого изображения на экране. В некоторых типах запоминающих трубок считываемая информация может выводиться одновременно на экран и в виде электрических сигналов.

Время сохранения записанной информации может изменяться в широких пределах — от долей секунды до нескольких часов и даже дней. Точно так же число считываний может изменяться от одного до десятков и сотен тысяч.

Основные составные элементы запоминающих трубок — мишень (потенциалоноситель), на поверхности которой создается потенциальный рельеф, электронные прожекторы, создающие записывающий и считывающий электронные лучи, и отклоняющие системы.

§ 11.2. Способы записи и считывания информации

Существует несколько способов записи и считывания информации. В большинстве запоминающих трубок запись и считывание осуществляются электронным пучком, развертываемым по поверхности мишени. Для создания потенциального рельефа обычно используют вторичную электронную эмиссию.

В общем случае мишень можно рассматривать как совокупность изолированных накопительных элементов. Практически мишень представляет собой либо слой диэлектрика (чаще), либо множество проводящих частиц, нанесенных на поверхность диэлектрика («мозаика»). Вторично-эмиссионные свойства диэлектрика (или поверхности, образованной совокупностью проводящих частиц на диэлектрической подложке) графически описываются кривой зависимости коэффициента вторичной эмиссии от энергии падающих электронов (см. рис. 8.40). Коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 1$ при двух значениях энергии падающих (первичных) электронов: $\varepsilon_1 = eU_{\rm кp1}$ (точка *a*) и $\varepsilon_1 = eU_{\rm кp2}$ (точка *b*). Кроме того, при $\varepsilon_1 \rightarrow 0$ «кажущийся» коэффициент вторичной эмиссии стремится к единице.

При бомбардировке электронами поверхности непроводящей мишени потенциал ее элементов может принимать различные равновесные (стабильные) значения в зависимости от энергии первичных электронов. Энергия электронов, подлетающих к мишени, но еще не достигших ее поверхности, определяется пройденной разностью потенциалов от катода до последнего анода прожектора, формирующего пучок электронов, или расположенного вблизи мишени электрода коллектора или сетки. Однако энергия электронов, бомбардирующих мишень, определяющая коэффициент вторичной эмиссии, зависит от потенциала элемента мишени (относительно катода прожектора), который в случае диэлектрической поверхности может существенно отличаться от потенциала анода прожектора или коллектора (см. § 8.4). Если ускоряющее напряжение (пройденная электронами разность потенциалов) меньше $U_{\rm кр1}$, то $\sigma < 1$, мишень будет терять за счет вторичной эмиссии меньше электронов, чем их приносится электронным пучком. При этом на поверхности мишени будет накапливаться отрицательный заряд, потенциал ее элементов будет снижаться. Накопление отрицательного заряда, а следовательно, снижение потенциала будет происходить до тех пор, пока потенциал мишени не сравняется с потенциалом катода прожектора. По достижении элементами мишени потенциала катода прожектора у поверхности мишени создается тормозящее поле, препятствующее попаданию электронов на мишень. Дальнейшее накопление отрицательного заряда прекращается, поверхность мишени потенциал.

При ускоряющем напряжении больше $U_{\rm kp1}$, но меньше $U_{\rm kp2}$ $\sigma > 1$, мишень теряет больше вторичных электронов, чем приносится пучком, на ее поверхности накапливается положительный заряд, потенциала мишени повышается. Однако заметного превышения потенциала мишени над потенциалом анода прожектора или коллектора не происходит, так как создающееся у поверхности мишени ускоряющее поле возвращает часть вторичных электронов на мишень, избыточный положительный заряд частично компенсируется. Таким образом, при $U_{\rm kp1} \ll U_a \ll U_{\rm kp2}$ на поверхности мишени устанавливается равновесный потенциал, примерно равный потенциалу последнего анода прожектора или потенциалам расположенных вблизи мишени сетки или коллектора.

При $U_a > U_{\text{кр2}} \sigma < 1$, мишень теряет меньше вторичных электронов, чем приносится пучком, на ее поверхности накапливается отрицательный заряд. Однако снижения потенциала до нуля (до потенциала катода прожектора) не происходит, так как по достижении мишенью потенциала $U_{\text{кр2}}$ коэффициент вторичной эмиссии становится равным единице. Дальнейшее накопление отрицательного заряда прекращается, на поверхности мишени устанавливается равновесный потенциал, равный $U_{\text{кр2}}$, не зависящий от энергии первичных электронов (при $U_a > U_{\text{кр2}}$). Зависимость потенциала мишени $U_{\text{м}}$ от энергии первичных электронов eU_a приведена на рис. 11.1. Из рисунка видно, что только в области $U_{\text{кр1}} < U_a < U_{\text{кр2}}$ равновесный потенциал мишени зависит от U_a (примерно равен U_a). В областях же $U_a < U_{\text{кр1}}$ и $U_a > U_{\text{кр2}}$ равновесный потенциал мишени не зависит от ускоряющего напряжения, устанавливаясь на уровнях $U_{\text{м}} = 0$ и $U_{\text{м}} = U_{\text{кр2}}$ соответственно.

Таким образом, при подготовке мишени к записи потенциал ее элементов доводится развертывающим электронным пучком до одного из возможных для данной энергии первичных электронов равновесных значений. Подготовка мишени к записи, т. е. развертка ее поверхности немодулированным пучком электронов в отсутствие входных сигналов, может быть самостоятельной операцией.

В запоминающих трубках используют следующие способы записи: равновесную, бистабильную, неравновесную, запись возбужденной

проводимостью. Запись перераспределением зарядов, применяемая в телевизионных трубках (см. § 12.3), в этих приборах встречается сравнительно редко.

При равновесной записи энергию электронов записывающего пучка выбирают больше $eU_{\rm KD2}$ или меньше $eU_{\rm KD1}$. При



Рис. 11.1. Зависимость потенциала мишени от энергии первичных электронов

развертке мишени немодулированным пучком электронов устанавливается равновесный потенциал $U_{\rm кр2}$ или нуль. Если подвести входной сигнал к катоду записывающего прожектора, но новый равновесный потенциал будет тем же относительно катода, но изменяющимся относительно коллектора. Таким образом, на поверхности мишени будет создан (по отношению к коллектору) потенциальный рельеф, соответствующий информации, подведенной к катоду.

Равновесная запись может быть осуществлена и при энергиях первичных электронов, лежащих в пределах $U_{\rm Kp1} - U_{\rm Kp2}$. При этом записываемый сигнал подводится к коллектору или сигнальной пластине — металличес-

кой подложке мишени. При развертке мишени немодулированным пучком электронов потенциал ее элементов доводится до равновесного значения, соответствующего данной энергии первичных электронов, т. е. примерно до потенциала анода прожектора. Однако заряд, накапливаемый элементами мишени, будет различным в зависимости от величины входного сигнала, т. е. и в этом случае на поверхности мишени будет создан потенциальный рельеф по отношению к сигнальной пластине.

Бистабильную (двузначную) запись применяют тогда, когда записываемую информацию можно выразить в двоичной системе, т. е. представить в виде «1—0», «да — нет», «черное — белое». При бистабильной записи потенциал мишени может иметь только два сильно различающихся равновесных значения. Например, можно произвести бистабильную запись, модулируя энергию первичных электронов от $\varepsilon_a < eU_{\kappa p1}$ до $\varepsilon_1 > eU_{\kappa p1}$ (при этом первый равновесный потенциал равен нулю, второй близок к потенциалу анода прожектора) или от $\varepsilon_1 < eU_{\kappa p2}$ до $\varepsilon_1 > eU_{\kappa p2}$ (при этом первый равновесный потенциал близок к потенциалу анода, второй равен $U_{\kappa p2}$).

Бистабильная запись допускает два режима: «белое по черному» и «черное по белому». При записи в режиме «белое по черному» перед записью потенциал мишени приводится к более низкому равновесному значению (например, к нулю путем развертки мишени медленными электронами, $\sigma < 1$). Запись производится более быстрыми электронами с энергией, превышающей $eU_{\rm кp1}$ ($\sigma > 1$). При этом на «черном» нулевом фоне образуется «белый» положительный потенци-

альный рельеф. При записи в режиме «черное по белому», наоборот, перед записью потенциал мишени доводится до более высокого (например, равного потенциалу анода или коллектора) равновесного значения. Запись производится медленными электронами ($\sigma < 1$), снижающими потенциал элементов мишени до низшего (нулевого) равновесного значения. При этом на «белом» положительном фоне создается «черный» отрицательный потенциальный рельеф. Преимуществом бистабильной записи является возможность простыми способами поддерживать (фиксировать) записанный сигнал (потенциальный рельеф). Это позволяет считывать записанную информацию принципиально неограниченное число раз. В реальных трубках длительность сохранения информации ограничивается неизбежными утечками заряда по поверхности мишени и компенсацией заряда рассеянными положительными ионами, что приводит к постепенному сглаживанию потенциального рельефа.

Неравновесная запись осуществляется смещением потенциалов элементов мишени от их равновесного значения, приобретаемого мишенью при подготовке к записи или стирании. Обычно равновесное значение близко к потенциалу коллектора. Перед записью на сигнальную пластину подается напряжение, значительно отличающееся от потенциала коллектора. При записи модулированным пучком электронов потенциалы элементов мишени смещаются от равновесного значения, в результате чего на ее поверхности появляется потенциальный рельеф. Неравновесная запись может быть осуществлена пучком с очень малым током. При этом заряд, приносимый электронами пучка, оказывается недостаточным для доведения потенциала мишени до равновесного значения и на ее поверхности образуется потенциальный рельеф.

Неравновесную запись используют также в трубках с фотоэмиссионной мишенью, например, в передающих телевизионных трубках с накоплением заряда (см. § 12.3).

Запись возбужденной проводимостью юснована на появлении электропроводности у тонких (0,5—1 мкм) слоев диэлектриков при облучении их быстрыми ($\epsilon_1 > 10$ кэВ) электронами. Перед записью поверхность мишени доводят до равновесного (например, равного потенциалу коллектора) потенциала. К сигнальной пластине подводят напряжение, существенно отличающееся от равновесного потенциала поверхности мишени. Запись производится пучком быстрых электронов, способных вызвать возбужденную проводимость. В месте падения записывающего пучка за счет возбужденной проводимости потенциал мишени смещается в сторону потенциала сигнальной пластины, в результате чего на поверхности мишени создается потенциальный рельеф.

Возбужденная проводимость может возникать под действием светового потока, падающего на мишень из полупроводника, обладающего внутренним фотоэффектом. Такую мишень используют, например, в видиконах (см. § 12.5).

Сигналы, подлежащие записи (запоминаемая информация), могут вводиться в прибор путем модуляции напряжений на различных

электродах трубки. В соответствии с этим различают следующие способы введения информации:

1) изменение тока записывающего пучка изменением напряжения модулятора прожектора;

2) изменение ускоряющего напряжения записывающего прожектора или изменение напряжения коллектора;

3) изменение напряжения сигнальной пластины.

Запись может производиться проектированием оптического изображения на фоточувствительную мишень. Этот способ записи применяют в телевизионных трубках (см. § 12.1).

При первом способе потенциальный рельеф определяется величиной заряда, приносимого записывающим пучком на мишень. При втором способе заряд мишени зависит от числа отраженных первичных электронов или от изменения коэффициента вторичной эмиссии. При третьем способе заряд мишени определяется числом вторичных электронов, ушедших с мишени на коллектор.

Считывание можно осуществлять также несколькими способами. В запоминающих трубках используют перезарядное считывание, считывание сеточным управлением и считывание перераспределением зарядов.

При перезарядном считывании происходит перезаряд элементарных конденсаторов, образуемых элементами поверхности мишени и сигнальной пластиной. При записи за счет создания потенциального рельефа элементарные конденсаторы заряжаются в соответствии с величиной записываемого сигнала. При перезарядном считывании немодулированный считывающий пучок разряжает элементарные конденсаторы. При этом потенциалы всех элементов поверхности мишени смещаются в сторону равновесного значения.

Если ток считывающего пучка достаточен для доведения потенциала наиболее «глубокого» места потенциального рельефа до равновесного значения, то после одного считывания вся поверхность мишени принимает равновесный потенциал, потенциальный рельеф полностью уничтожается, дальнейшее считывание становится невозможным. При малом токе пучка приносимый заряд оказывается недостаточным для перезаряда элементарных конденсаторов. Потенциалы элементов мишени при этом только смещаются в сторону равновесного значения, не достигая его. После каждого считывания глубина потенциального рельефа уменьшается и потенциал всех элементов мишени становится близким к равновесному значению. Так как при каждом считывании потенциальный рельеф сглаживается лишь частично, при малом токе пучка возможно считывание от нескольких раз до нескольких сотен раз (в зависимости от глубины потенциального рельефа и величины тока считывающего пучка).

При переразрядном считывании в момент разряда элементарных конденсаторов в цепи сигнальной пластины проходит емкостный ток, создающий выходной сигнал. Поскольку на разряд конденсаторов затрачивается различный заряд (в зависимости от величины записанного сигнала), число электронов, возвращающихся с мишени на коллектор, оказывается промодулированным записанным сигналом. Поэтому выходной сигнал может быть получен также в цепи коллектора. Если после первого считывания потенциальный рельеф полностью сглаживается, то выходной сигнал в точности соответствует записанному. При многократном считывании выходной сигнал может иметь заметные искажения, особенно в передаче «серого» (полутонов).

При считывании сеточным управлением потенциальный рельеф на поверхности мишени создает местные электростатические поля, которые могут воздействовать на пролетающие вблизи мишени электроны. Такое «управляющее» действие местных полей аналогично действию управляющей сетки электронной лампы на электронный поток, идущий с катода на анод лампы.

При считывании сеточным управлением сетка как элемент запоминающей трубки может отсутствовать: роль управляющей сетки играют местные электростатические поля у поверхности мишени. В некоторых типах запоминающих трубок со считыванием сеточным управлением мишень выполняют в виде металлической сетки, покрытой с одной стороны слоем диэлектрика. В этом случае потенциальный рельеф изменяет проницаемость («прозрачность») мишени для считывающего пучка. В других типах запоминающих трубок со считыванием сеточным управлением потенциальный рельеф (местные поля) управляет вторичными электронами или отраженными первичными электронами, уходящими с мишени.

При считывании сеточным управлением электроны считывающего пучка не оседают на мишени и не сглаживают потенциальный рельеф. Поэтому такое считывание широко применяют тогда, когда необходимо многократное воспроизведение однократно записанной информации.

Считывание сеточным управлением можно осуществлять сфокусированным пучком, развертываемым по поверхности мишени, или непрерывным облучением поверхности мишени широким несфокусированным пучком электронов. Считывание сеточным управлением используют в запоминающих трубках, выходным сигналом которых является видимое изображение на экране, покрытом люминофором. При этом потенциальный рельеф мишени модулирует пучок электронов, идущих на экран.

Считывание перераспределением зарядов по поверхности мишени, характерное для запоминающих трубок, не отличается от считывания, применяемого в иконоскопах (см. § 12.3).

§ 11.3. Запоминающие трубки, преобразующие электрический сигнал в электрический сигнал

Сравнительно простой запоминающей трубкой является прибор с барьерной сеткой, называемый также вычитающей трубкой. Схематически устройство этой трубки показано на рис. 11.2.

Запоминающая трубка с барьерной сеткой имеет электронный прожектор, создающий сфокусированный пучок быстрых (є >1 кэВ) электронов, и диэлектрическую мишень на металлической подложке,



Рис. 11.2. Устройство запоминающей трубки с барьерной сеткой: 1 — электронный прожектор; 2 — коллектор;

3 — сигнальная пластина; 4 — мишень; 5 — сетка; 6 — отклоняющая система

являющейся сигнальной пластиной. Коллектором обычно служит проводящее покрытие, нанесенное на внутреннюю поверхность колбы. Характерная особенность этого прибора- наличие перед мишенью сетки с потенциалом, который на несколько сотен вольт ниже потенциала коллектора. В этом случае вторичные электроны, выходящие с поверхности мишени, при наличии достаточной начальной скорости проникают сквозь сетку и, попадая в силь-

ное ускоряющее поле, улавливаются коллектором. Медленные же электроны возвращаются к мишени практически в место вылета. Таким образом предотвращается перераспределение зарядов по поверхности мишени и вызываемое им сглаживание потенциального рельефа. В этой запоминающей трубке проводящее покрытие внутренних стенок колбы разделено на несколько колец. Первое, ближайшее к прожектору кольцо соединяется с анодом прожектора; второе кольцо, являющееся коллектором, имеет потенциал на 400 — 500 В выше потенциала анода. Следующее кольцо играет роль направляющего цилиндра, создающего поле, направляющее вторичные электроны на коллектор; потенциал его на 200-250 В ниже потенциала коллектора. Наконец, последнее кольцо соединяется с сеткой и имеет потенциал -300 ÷ -400 В относительно коллектора. В некоторых конструкциях коллектор и последний электрод, соединенный с сеткой, изготовляют в виде коротких широких металлических цилиндров, а проводящее покрытие — состоящим из двух частей — между прожектором и коллектором и между коллектором и цилиндром сетки.

Запоминающие трубки с барьерной сеткой выполняют как с электростатической, так и с магнитной фокусировкой и отклонением луча. Трубки с магнитной фокусировкой дают более высокое разрешение больший объем записываемой информации. Для записи и считывания (а также стирания) используют немодулированный электронный луч с энергией электронов 1000—1500 эВ, обеспечивающий при падении на мишень $\sigma > 1$.

Запоминающие трубки с барьерной сеткой можно использовать в различных режимах записи. Наиболее распространены режимы равновесной и неравновесной записи. В режиме равновесной записи входной сигнал подводится к проводящей подложке мишени — сигнальной пластине. Выходная информация получается в цепи коллектора. При модуляции потенциала сигнальной пластины входной информацией и одновременной развертке поверхности мишени немодулированным пучком электронов потенциал всех элементов мишени будет доводиться до равновесного значения (равновесная запись), но необходимый для этого заряд будет различным в зависимости от мгновенной разности потенциалов между сигнальной пластиной и поверхностью мишени. Таким образом, на поверхности мишени создается потенциальный рельеф (относительно сигнальной пластины).

Если прекратить подачу записываемых сигналов, но продолжать развертку, то считающий пучок будет разряжать элементарные конденсаторы, доводя потенциал поверхности мишени снова до равновесного значения (перезарядное считывание). Так как при записи заряд по поверхности мишени распределяется в соответствии с записываемой информацией, ток на мишень, а следовательно, и ток вторичных электронов, уходящих с мишени на коллектор, будет промодулирован записанным сигналом, и в цепи коллектора образуется выходной сигнал. Поскольку запись производится при подведении сигнала к сигнальной пластине, а выходной сигнал снимается в цепи коллектора, полярность выходного сигнала оказывается обратной по отношению к полярности входного сигнала.

При каждой записи потенциал поверхности мишени доводится до равновесного значения и специальной операции стирания не требуется, т. е. новая запись автоматически стирает ранее записанную информацию. В рассмотренном случае запись и считывание сдвинуты во времени, т. е. записанная информация может сохраняться на мишени в виде потенциального рельефа, а затем по мере надобности считываться.

Распространенной запоминающей трубкой, предназначенной для преобразования радиолокационного сигнала в телевизионный и телевизионного сцгнала с одним стандартом разложения в сигнал с другим стандартом разложения, является графекон.

Графекон — это запоминающая трубка с диэлектрической мишенью и двумя электронными прожекторами (записывающим и считывающим). Запись информации происходит за счет возбужденной проводимости диэлектрика, считывание — перезарядное. Записывающий и считывающий прожекторы размещаются с разных сторон мишени. Мишень представляет собой тонкий слой диэлектрика (MgF₂) (толщиной ~ 0,5 мкм), нанесенный на алюминиевую фольгу являющуюся сигнальной пластиной. Алюминиевую фольгу для обеспечения механической прочности располагают на мелкоструктурной прозрачной (не менее 50%) поддерживающей сетке.

Устройство графекона схематически показано на рис. 11.3. В середине широкой части трубки установлена мишень, в левой горловине — записывающий, в правой — считывающий прожекторы. Объединить функции записи и считывания в этой трубке принципиально невозможно, так как для записи и считывания используются электроны с существенно разными энергиями (~ 10 и 1 кэВ). Точно так же ток записывающего пучка несколько больше, чем ток считывающего пучка. Возбужденная проводимость определяется в основном энергией электронов, в то же время для получения хорошего отношения выходной сигнал/шум необходимо, чтобы при считывании пучок перезаряжал элементарные конденсаторы, образуемые элементами поверхности мишени и сигнальной пластиной. Так как в графеконе накапливаемый заряд может быть достаточно большим (глубина потенциального рельефа может достигать нескольких десятков вольт), для эффективного перезаряда конденсаторов требуется не очень малый ток счи-



Рис. 11.3. Устройство графекона с двусторонней мишенью:

1—записывающий прожектор; 2—сетка; 3 сигнальная пластина; 4—мишень; 5—коллектор; 6—считывающий прожектор тывающего пучка. Прожекторы могут иметь электростатическую или магнитную фокусировку, отклонение лучей — магнитное. Со стороны считывающего прожектора проводящее покрытие внутренней поверхности колбы является коллектором вторичных электронов, выбиваемых с мишени считывающим пучком.

Работа графекона осуществляется следующим образом. В процессе считывания или специальной подготовки мишени к записи поверхность мишени подвергается развертке немодули-

рованным считывающим пучком. Поскольку энергия электронов считывающего пучка не превышает 1000 эВ, эффект возбужденной проводимости отсутствует. В то же время коэффициент вторичной эмиссии оказывается больше единицы. Поэтому при развертке считывающим пучком потенциал мишени достигает равновесного значения, примерно равного потенциалу коллектора.

При записи к сигнальной пластине подводится отрицательное относительно коллектора напряжение (несколько десятков вольт). Записывающий пучок модулируется входным сигналом, подводимым к модулятору записывающего прожектора. При развертке мишени записывающим пучком быстрые электроны легко пронизывают тонкую сигнальную пластину и, проникая в слой диэлектрика, вызывают возбужденную проводимость. За счет возбужденной проводимости в месте падения пучка на мишень потенциал ее поверхности снижается, т. е. приближается к потенциалу сигнальной пластины. Так как возбужденная проводимость зависит от тока «возбуждающего» ее пучка, модуляция тока записывающего пучка приводит к различному изменению потенциала элементов мишени. Большой ток записывающего пучка может привести к уравниванию потенциалов мишени и сигнальной пластины.

Таким образом, при записи за счет возбужденной проводимости на поверхности мишени создается потенциальный рельеф. Максимальная глубина потенциального рельефа может равчяться разности потенциалов между сигнальной пластиной и коллектором. Большая глубина потенциального рельефа позволяет производить многократное считывание. В отсутствие считывания информация, записанная на мишени графекона, может сохраняться в течение нескольких дней.

Считывание производится немодулированным считывающим пучком, который при развертке поверхности мишени разряжает элементарные конденсаторы, доводя потенциал поверхности мишени до равновесного значения, равного потенциалу коллектора. При разряде элементарных конденсаторов в цепи сигнальной пластины протекают емкостные токи. Выходной сиг-

емкостные токи. Выходной сигнал создается в цепи сигнальной пластины. Благодаря большой глубине потенциального рельефа считывающий пучок разряжает элементарные конденсаторы постепенно. Поэтому выходной сигнал с удовлетворительным отношением сигнал/шум может существовать при многократном считывании однократно записанной информации.

Одной из трубок, допускающих многократное считывание, является запоминающая трубка с коллектором-рефлектором. В этом приборе используются не-



Рис. 11.4. Устройство запоминающей трубки с коллектором-рефлектором: 1 — фокусирующая катушка; 2 — проводящее покрытие; 3 — экранирующая сетка; 4 — коллектор-рефлектор; 5 — мишень; 6 — отклоняющая система; 7 — электронный прожектор

равновесная запись, позволяющая запоминать градации «серого», и считывание сеточным управлением, допускающее многократное считывание без заметного сглаживания потенциального рельефа на мишени. Устройство запоминающей трубки с коллектором-рефлектором схематически показано на рис. 11.4. В горловине трубки расположен электронный прожектор, создающий хорошо сфокусированный (магнитной линзой) пучок электронов с током 1—1,5 мА. Отклонение луча также магнитное.

Особенностью рассматриваемой трубки является прозрачная для электронов мишень, выполненная в виде мелкоструктурной сетки, покрытой слоем диэлектрика со стороны, противоположной прожектору (рис. 11.5). Потенциал сетки при работе трубки устанавливается ниже потенциала анода прожектора, поэтому электроны при подходе к мишени тормозятся. Чтобы уменьшить расфокусировку пучка

при торможении, желательно производить торможение в непосредственной близости к сетке, т. е. по возможности уменьшать длину траекторий медленных электронов. Для этой цели в непосредственной близости к мишени (со стороны прожектора) устанавливают специальную экранирую-



Рис. 11.5. Устройство сетки-мишени: 1- диэлектрик; 2- алюминиевая пленка; 3основание мишени

щую сетку, имеющую потенциал, равный потенциалу анода прожектора (проводящего покрытия).

За мишенью располагают плоский металлический электрод коллектор-рефлектор, играющий роль электронного зеркала. Все три электрода — экранирующую сетку, мишень и коллектор-рефлектор — собирают в общем металлическом кольце, которое затем монтируют в трубке. Для записи, считывания и стирания используют один электронный прожектор. Переход от одного режима к другому осуществляют изменением напряжений на сетке-мишени и коллекторе-рефлекторе.

При подготовке к записи (или при стирании ранее записанной информации) потенциал сетки-мишени устанавливается ниже потенциала экранирующей сетки, потенциал коллектора-рефлектора ниже потенциала катода прожектора. В таком режиме электроны сильно тормозятся в пространстве экранирующая сетка — мишень и, пройдя с небольшой скоростью сквозь отверстия сетки-мишени, отражаются электронным зеркалом (нулевой эквипотенциальной поверхностью), образующимся между мишенью и коллектором-рефлектором. Отраженные электроны попадают на диэлектрическое покрытие мишени и доводят его потенциал до равновесного значения. Так как при небольшой энергии отраженных электронов коэффициент вторичной эмиссии мишени меньше единицы, поверхность мишени заряжается отрицательно и равновесное значение потенциала равно нулю (относительно катода прожектора). Таким образом, подготовленный к записи потенциалоноситель имеет равновесный нулевой потенциал.

Запись производится электронным пучком, промодулированным входным сигналом. При записи потенциал коллектора-рефлектора остается отрицательным, а потенциал сетки-мишени повышается в такой мере, чтобы отраженные электроны достигали поверхности диэлектрика с энергией, при которой $\sigma > 1$. Вследствие небольшого расстояния между мишенью и коллектором-рефлектором и падения электронов на сетку мишени под углами, близкими к 90°, отраженные электроны попадают на диэлектрик в непосредственной близости от места падения пучка на сетку. Это обеспечивает достаточно высокую разрешающую способность.

Вторичные электроны, выбиваемые из диэлектрика при записи, улавливаются сеткой мишени, играющей при записи роль коллектора вторичных электронов. Таким образом, при записи на нулевом равновесном фоне создается положительный потенциальный рельеф. Так как потенциал сетки мишени существенно (на 300—500 В) отличается от равновесного значения, глубина потенциального рельефа может быть достаточно большой (несколько десятков вольт). Поскольку запись осуществляется модулированным пучком, потенциальный рельеф содержит полутона, т. е. могут быть записаны градации «серого».

Записанный сигнал удерживается длительное время, так как сглаживание потенциального рельефа происходит только за счет утечки и разрядки ионами и может быть незначительным при хорошем дизлектрике и высоком вакууме.

Считывание производится разверткой поверхности мишени немодулированным пучком. При этом потенциал сетки-мишени составляет 40—60 В, а потенциал коллектора-рефлектора 200—240 В. Мишень действует как управляющая сетка электронной лампы (считывание сеточным управлением). Роль анода при считывании играет коллектор-рефлектор, ток в цепи которого изменяется в зависимости от по-
тенциала сетки. Таким сбразом, ток коллектора-рефлектора будет промодулирован записанным сигналом, т. е. в цепи коллектора-рефлектора возникнет выходной сигнал.

Так как при считывании электроны немодулированного пучка не попадают на диэлектрик, этот процесс не приводит к сглаживанию потенциального рельефа. Поэтому принципиально считывание может производиться в течение длительного времени. Эксплуатация таких трубок показывает, что неискаженный выходной сигнал (с хорошим отношением сигнал/шум) может быть получен после 20—30 тыс. непрерывных считываний (под одним считыванием понимают один период калровой развертки).

В запоминающей трубке с коллектором-рефлектором возможны только поочередные запись, считывание и стирание, так как при переходе от одной операции к другой необходимо изменять напряжение сетки-мишени и коллектора-рефлектора, т. е. операции записи, считывания и стирания не могут быть совмещены во времени.

Теоретически неограниченное число считываний возможно в запоминающих трубках с поддерживающим пучком. В них используются бистабильная запись и перезарядное считывание. При бистабильной записи потенциал мишени может иметь только два сильно различающихся значения, т. е. эти трубки не могут запоминать полутоновую информацию и работают в двоичной системе: «да — нет», «1—0», «черное — белое», что позволяет сочетать их со счетно-решающими устройствами, также работающими в двоичной системе.

§ 11.4. Запоминающие трубки с видимым изображением

Запоминающие трубки с видимым изображением — это приборы, которые позволяют воспроизводить записанную информацию в виде изображения на люмпнесцентном экране, т. е. они выполняют те же функции, что и осциллографические, радиолокационные трубки, а также кинескопы. Но в отличие от обычных приемных трубок эти трубки позволяют длительное время хранить записанную информацию и по мере надобности «выдавать» ее в виде изображения на экране.

В трубках с видимым изображением используют либо неравновесную запись (в трубках с воспроизведением градаций «серого» — полутоновых), либо бистабильную запись (в трубках с поддерживающим пучком). Считывание, как правило, производят сеточным управлением.

В качестве трубки с одновременным воспроизведением выходной информации в виде электрических сигналов и видимого изображения может использоваться трубка, принципиально не отличающаяся от прибора с коллектором-рефлектором (отличие состоит лишь в конструктивном изменении коллектора-рефлектора). Если сделать коллектор-рефлектор в виде сетки, а на поверхность дна колбы нанести слой люминофора, то прибор будет создавать электрический выходной сигнал в цепи коллектора-рефлектора, как обычно. Однако за счет сетчатой структуры коллектора некоторая часть электронов пройдет сквозь него и, попав на экран, образует видимое изображение. Для увеличения яркости свечения экрана между коллек-



Рис. 11.6. Устройство запоминающей трубки с видимым изображением: 1 — прожектор с электростатической фокусировкой; 2 — отклоняющая система; 3 — распределенный катод; 4 — мишень; 5 — экран тором-рефлектором и экраном устанавливают дополнительный ускоряющий электрод или же снабжают экран проводящим покрытием (прозрачной для электронов пленкой), к которому подводится достаточно высокий (относительно катода считывающего прожектора) положительный потенциал.

Простейшая запоминающая трубка с видимым изображением схематически изображена на рис. 11.6. Трубка имеет один прожектор с эле-

ктростатической фокусировкой, отклоняющая система также электростатическая. Мишенью является мелкоструктурная сетка, покрытая с одной стороны слоем диэлектрика. Диэлектриком служит либо фтористый кальций, либо окись алюминия или магния. Экран имеет проводящее покрытие, к которому подводится высокое (6—10 кВ) положительное напряжение, что обеспечивает большую яркость свечения. Запись бистабильная. Записываемые сигналы подводятся либо к модулятору, либо к катоду записывающего прожектора. Ускоряющее напряжение записывающего прожектора, равное 1,5—2 кВ, обеспечивает выполнение условия $\sigma > 1$. Считывающий пучок создается распределенным катодом, выполненным в виде ряда прямоканальных оксидных катодов из тонкой проволоки, расположенных между отклоняющей системой и мишенью в плоскости, перпендикулярной оси трубки.

Создаваемый распределенным катодом поток электронов, проходя через сетку мишени, попадает в сильное ускоряющее поле; при этом электроны подходят к экрану практически по нормали к его поверхности, что обеспечивает точное воспроизведение на экране информации, записанной на мишени.

Так как электроны считывающего пучка не попадают на диэлектрик (считывание сеточным управлением), потенциальный рельеф надежно сохраняется на мишени. Во всяком случае при непрерывном считывании вполне удовлетворительное изображение на экране может наблюдаться в течение l ч и более.

Более совершенной запоминающей трубкой с бистабильной записью и выводом записанной информации на экран является прибор, схематически показанный на рис. 11.7. В нем записывающий прожектор расположен в горловине на оси трубки, фокусировка магнитная, отклонение записывающего луча — также магнитное. Воспроизводящий (считывающий) прожектор, расположенный в наклонной горловине, собранный по простой триодной схеме (катод — модулятор анод), создает несфокусированный широкий пучок, равномерно «засевающий» электронами всю поверхность мишени. Мишень, выполненная в виде мелкоструктурной сетки из тонкой (10 мкм) вольфрамовой проволоки, покрыта со стороны прожектора слоем диэлектрика (MgO). Перед мишенью установлен коллектор, представляющий собой редкую (прозрачность ~ 70%) сетку. Экран алюминированный, потенциал алюминиевого покрытия (относительно мишени) ~ 5 кВ, что обеспечивает высокую яркость свечения. Особенностью этой трубки является наличие коллимирующей линзы, образуемой двумя кольцами проводящего покрытия, имеющими отдельные выводы. Коллимирующая линза обеспечивает близкое к нормальному направление подхода электронов к мишени.

Запись (бистабильная, положительная) осуществляется подведением сигналов к модулятору записывающего прожектора, причем энергия электронов записывающего луча (5 кэВ) обеспечивает выполнение неравенства $\sigma > 1$; при этом на поверхности мишени создается положи гельный потенциальный рельеф. Считывающий (воспроизводящий) пучок непрерывно облучает мишень; в местах, где накоплен положительный заряд, электроны проходят сквозь сетку-мишень и. ускоряясь полем между мишенью и алюминиевым покрытием, достигают экрана, вызывая его свечение (считывание сеточным управлением). Воспроизводящий пучок одновременно является поддерживающим, так как в тех местах мишени, где имеется положительный потенциальный рельеф, электроны поддерживающего пучка, подходя к мишени, ускоряются до энергии, обеспечивающей $\sigma > 1$. Таким образом, потенциал элементов мишени, на которых записан сигнал, доводится поддерживающим пучком до равновесного значения, примерно равного потенциалу коллектора; в местах же мишени, где не было записи, электроны поддерживающего пучка не ускоряются ($\sigma < 1$) и потенциал этих элементов доводится до нулевого (относикатода воспроизводящего прожектора) равновесного значе**т**ельно ния.



Рис. 11.7. Устройство бистабильной запоминающей трубки с видимым изображением:

1 — воспроизводящий прожектор; 2 — коллектор; 3 — экран; 4 — мишень; 5 — коллимирующая линза; 6 — записывающий прожектор

Трубка обеспечивает скорость записи до 4000 м/с; время, в течение которого однажды записанный сигнал может воспроизводиться на экране, составляет не менее 15 мин, разрешающая способность — не менее 500 строк на высоту изображения.

ГЛАВА 12

ПЕРЕДАЮЩИЕ ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ ТРУБКИ

§ 12.1. Принципы передачи телевизионного изображения

Передающая телевизионная трубка является первым элементом телевизионного тракта и предназначается для преобразования оптического изображения в видеосигнал. Таким образом, передающая трубка выполняет функцию, противоположную кинескопу. Принципиально передающую трубку можно представить как фотоэлемент. на катод которого поочередно проецируются отдельные элементы передаваемого изображения. Можно также предположить, что вместо одного фотоэлемента имеется большое число (равное числу элементов разложения изображения) микроскопических фотоэлементов, на которые проецируется оптическое изображение. Сигналы от каждого фотоэлемента должны поочередно переключаться с большой скоростью для получения необходимой временной последовательности. В общем случае возможны три способа развертки изображения: 1) перемещение оптического изображения относительно неподвижного фотоэлемента; 2) перемещение фотоэлемента относительно неподвижного оптического изображения; 3) электрическое переключение (коммутация) сигналов от множества неполвижных фотоэлементов, на которые спроецировано оптическое изображение.

Указанные способы развертки могут быть осуществлены путем перемещения всего оптического изображения, светового луча, «зондирующего» объект, фотоэлемента или использования быстродействующего переключателя. В настоящее время применяют электрическую (точнее, электронную) развертку. Быстрота развертки может быть очень большой, так как электронный луч можно считать практически безынерционным.

Наибольшее распространение получили передающие трубки, в которых электронный луч развертывает оптическое изображение, спроецированное на фоточувствительную поверхность, или электронное изображение, перенесенное с фотокатода на специальную мишень. Первый способ развертки характерен для передающих трубок без переноса изображения (иконоскоп, ортикон), второй — для трубок с с переносом изображения (супериконоскоп, суперортикон). Однако и при первом способе по существу происходит развертка электронным лучом не оптического, а электронного изображения, так как оптическое изображение, спроецированное на фотокатод, за счет фотоэлектронной эмиссии преобразуется на его поверхности в электронное изображение.

Передающие устройства, в которых элементы изображения последовательно участвуют в создании электрических импульсов, пропорциональных яркости передаваемых элементов изображения, называюг системами мгновенного или поочередного действия. К ним относятся диссектор и система с бегущим лучом. Трубки другой группы (иконоскоп, ортикон, видикон) основаны на принципе накопления заряда (см. § 12.3), поэтому они получили название систем с накоплением заряда.

Независимо от способа преобразования и устройства к передающим телевизионным трубкам предъявляется ряд общих требований. Прежде всего для получения высококачественного изображения необходимо, чтобы отношение полезного сигнала, несущего информацию о передаваемом изображении, к паразитному сигналу - шуму было достаточно большим. Источником шума является как сама передающая трубка, так и другие элементы телевизионного тракта. На основании теоретических исследований и экспериментальной проверки было установлено, что дефекты изображения, вызываемые шумами. становятся не заметными для глаза при отношении сигнал/шум $\psi >$ > 100. Удовлетворительное изображение еще может быть получено при $\psi \approx 10$. Указанные пределы отношения сигнал/шум, обеспечивающие получение достаточно хороших изображений, являются несколько условными и могут изменяться в зависимости от характера передаваемого объекта, средней освещенности фона и других факто-DOB.

Важным требованием, предъявляемым к передающей трубке, является высокая разрешающая способность, определяющая наименьшие размеры деталей изображений, которые могут быть воспроизведены. Разрешающая способность передающей трубки, выраженная числом различимых строк, укладывающихся на всем изображении, должна быть не ниже (желательно выше!) принятого телевизионного стандарта.

Качество изображения в значительной мере определяется числом различимых ступеней градаций яркости. Хорошо адаптированный на среднюю яркость изображения глаз может различить до 100 градаций яркости. Однако контрастная чувствительность глаза, определяющая число различных градаций яркости, зависит от средней яркости всего изображения. Чем меньше средняя яркость, тем ниже контрастная чувствительность глаза. Поэтому желательно, чтобы передающая трубка обеспечивала достаточно большое число (не менее 10) различных ступеней градации яркости именно при низкой и средней яркости изображения.

Одной из основных характеристик передающих трубок является зависимость величины полезного сигнала от освещенности соответствующего элемента фотокатода, воспринимающего световой поток от объекта. Эта зависимость называется х а р а к т е р и с т и к о й с в е т — с и г н а л или световой характеристикой передающей трубки. Для правильной передачи изображения, т. е. для воспроизведения на экране кинескопа распределения яркости, соответствующего распределению яркости по поверхности передаваемого объекта, передаточная характеристика свет — сигнал — свет всего телевизионного тракта должна быть линейной. Характеристика сигнал — свет приемной трубки, определяемая модуляционной характеристикой прожектора кинескопа, нелинейна и в общем случае описывается зависимостью

$$B_{\mathfrak{s}} = k_2 U_{\mathfrak{s}\mathfrak{o}}^{\gamma_{\mathsf{R}}}, \qquad (12.1)$$

где B_э — яркость свечения экрана; U_{вс} — напряжение сигнала, под-

водимого к модулятору прожектора кинескопа; у_к — показатель степени модуляционной характеристики кинескопа.

Очевидно, показатель $\gamma_{\rm R}$ не может быть сделан равным единице, в реальных прожекторах (см. § 8.2) $\gamma > 1$ и может изменяться в пределах 2-3,5.

Считая, что промежуточные звенья телевизионного тракта — усилители видеосигнала от передающей трубки до кинескопа — имеют линейные характеристики (уу == 1), оптимальной характеристикой свет — сигнал передающей трубки следует считать зависимость

$$i_{\rm BC} = k_1 E^{\gamma_{\rm BT}}, \qquad (12.2)$$

где $i_{\rm BC}$ — ток видеосигнала, создаваемого передающей трубкой; E — освещенность фотокатода передающей трубки; $\gamma_{\rm IIT}$ — показатель степени уравнения, описывающего зависимость выходного сигнала (тока) передающей трубки от освещенности фотокатода.

Требование линейности всего телевизионного тракта — от передающей трубки до кинескопа — приводит к соотношению

$$\gamma_{\Pi T} \gamma_{Y} \gamma_{R} = 1, \qquad (12.3)$$

которое при $\gamma_y = 1$ дает оптимальное значение $\gamma_{nr} = 0,3 \div 0,4$. Примерный вид оптимальной характеристики свет — сигнал передающей трубки показан на рис. 12.1. Она является оптимальной и с точки зре-



Рис. 12.1. Оптимальная световая характеристика передающей трубки

ния возможности передачи большого числа градаций яркости, так как при такой форме кривой в условиях малой освещенности небольшие изменения *E* вызывают бо́льшие изменения видеосигнала, чем при значительных величинах освещенности. Реальные передающие трубки имеют световые характеристики, существенно отличающиеся от оптимальной; кроме того, эти характеристики не однозначны, изменяясь при изменении содержания передаваемого изображения (распределения и размеров

светлых и темных мест, контраста и т. д.). Поэтому в телевизионном тракте между передающей трубкой и кинескопом приходится вводить элементы ү-коррекции, исправляющие несоответствие характеристик передающей и приемной трубок оптимальным зависимостям.

Передающая телевизионная трубка должна обладать достаточно высокой чувствительно и стью. Чувствительность трубки оценивают минимальной освещенностью фотокатода, при которой еще обеспечивается отношение сигнал/шум, соответствующее удовлетворительному воспроизведению изображения. Чем выше чувствительность, тем меньше освещенность объекта, изображение которого удовлетворительно передается данной трубкой. Требование высокой чувствительности особенно важно в трубках, используемых для передачи внестудийных (натурных) объектов.

Одним из требований, предъявляемых к передающим трубкам, является малая и н е р ц и о н н о с т ь. Остаточный сигнал от ранее переданного кадра не должен быть сильно заметен при передаче очередного кадра, так как в противном случае при передаче изображений движущихся объектов возникнут сильные искажения.

И, наконец, желательно, чтобы передающая трубка воспроизводила уровень черного, т. е. тот начальный уровень, от которого производится отсчет абсолютной величины видеосигнала.

§ 12.2. Системы поочередного действия

Одной из первых передающих трубок, получивших практическое применение, был прибор поочередного (мгновенного) действия, так называемый диссектор.

Устройство диссектора схематически показано на рис. 12.2. В этом приборе передаваемое оптическое изображение проецируется на полупрозрачный фотокатод, сформированный на внутренней поверхности плоского дна цилиндрической колбы. Напротив фотокатода расположен металлический экран с небольшим вырезывающим отверстием, равным по величине одному элементу телевизионного изображения. Между фотокатодом и экраном имеется разность потенциалов, создающая примерно однородное продольное электростатическое поле, ускоряющее фотоэлектроны в направлении экрана. Вся трубка размещена в продольном однородном магнитном поле. Магнитное поле переносит электронное изображение с фотокатода на экран. С помощью двух пар отклоняющих катушек, питаемых пилообразно изменяющимися токами с частотой строчной и кадровой разверток, электронное изображение в плоскости экрана перемещается так, что с вырезывающим отверстием поочередно совмещаются строка за строкой, последовательно — все элементы изображения. Очевидно, в любой момент вре-

мени сквозь отверстие проходит фототок, соответствующий освещенности одного элемента изображения. Таким образом, в цепи коллектора, установленного за вырезывающим отверстием, формируется последовательность импульсов электрического тока, т. е. со- 17 здается видеосигнал.

Величина видеосигнала, определяемая количеством электронов, прошедших сквозь вырезывающее отверстие, будет тем больше, чем больше площадь этого отверстия. Иными словами, чувствительность диссектора будет тем выше, чем больше площадь элемента изображения, т. е. чем ниже разрешающая способность. Связь между чувствительностью и



Рис. 12.2. Устройство диссектора:

1 — фотокатод; 2 — коллектор; 3 вырезывающее отверстие; 4 — фокусирующая и отклоняющая система

ью и разрешающей спо-

собностью является принципиальным недостатком систем поочередного действия.

Из-за недостаточной чувствительности (при наличии приемлемой разрешающей способности) диссекторы нельзя использовать в системах вещательного телевидения, даже для студийных передач. Однако простота устройства (отсутствие прожектора) и эксплуатации делает диссектор удобной трубкой для установок промышленного телевидения с низким стандар гом разложения и не очень высокой разрешающей способностью.

Значительное (на несколько порядков) повышение чувствительности диссектора достигается заменой коллектора — приемника электронов, установленного за вырезывающим отверстием, входным электродом вторично-электронного умножителя (см. § 5.3). Особенно удобно использовать в диссекторах канальные умножители в виде тонкой трубки из полупроводящего стекла. Для уменьшения габаритов прибора трубку канального умножителя свертывают в спираль.

§ 12.3. Системы с накоплением заряда

Малая чувствительность систем поочередного действия определяется в первую очередь тем, что для формирования видеосигнала в каждый момент времени используется малый фототок с одного элемента изображения. В системах с накоплением заряда для формирования видеосигнала служит электрический заряд, образующийся на фоточувствительной поверхности за время передачи одного кадра, т. е. всех элементов изображения, что позволяет существенно повысить чувствительность передающей системы и улучшить отношение сигнал/ шум. Принцип накопления заряда в передающих телевизионных трубках не отличается от рассмотренного в § 11.1 принципа создания потенциального рельефа на мишени запоминающей трубки. В телевизионных трубках с накоплением заряда оптическое изображение проецируется на поверхность фоточувствительной мишени. При этом за счет ухода фотоэлектронов на этой поверхности создается потенциальный рельеф, который затем при развертке электронным лучом преобразуется в последовательность электрических импульсов. Следовательно, передающая телевизионная трубка с накоплением заряда является запоминающей трубкой, лля которой характерна запись информации за счет фотоэлектронной эмиссии мишени и считывание с помощью развертки поверхности мишени электронным лучом. В трубках с накоплением заряда электроны, непрерывно испускаемые фотокатодом в процессе проецирования на него оптического изображения, используются для заряда элементарных конденсаторов, образуемых элементами фоточувствительной мишени и сигнальной пластины. При развертке электронным лучом заряженные конденсаторы разряжаются, создавая последовательность электрических импульсов. Если величина накопленных элементарными конденсаторами зарядов пропорциональна световым потокам, палающим на кажлый элемент фотокатода, то, очевидно, разрядные токи конденсаторов будут правильно передавать распределение освещенности по поверхности фотокатодов.

Так как заряд конденсаторов происходит в течение всего промежутка времени, пока развертывающий луч пробежит n - 1 элементов изображения, можно ожидать, что сигнал при разряде конденсатора будет в n раз больше сигнала от каждого элемента в системах поочередного действия.

Допустим, что на весь фотокатод падает световой поток Φ_0 . При *n* элементах разложения световой поток, падающий на каждый элемент, $\Phi_n = \Phi_0/n$. Этот световой поток при чувствительности фотокатода k_{Φ} вызовет фототок с одного элемента

$$i_{\Phi n} = k_{\Phi} \frac{\Phi_0}{n} \,. \tag{12.4}$$

За время T развертки всего растра луч будет находиться на каждом элементе в течение времени $\tau = T/n$. Если каждый элемент фотокатода соединен с элементарным конденсатором C, то за время коммутации развертывающим лучом всех элементов катода заряд, накопленный в конденсаторе, будет равен

$$q = CU = \int_{0}^{T} i dt.$$
 (12.5)

Если за время передачи одного кадра освещенность данного элемента остается постоянной, то $i = \text{const} = i_{\phi_n}$. Тогда накопленный элементарным конденсатором заряд

$$q = i_{\phi n} T = \frac{k_{\phi} \phi_0 T}{n} \,. \tag{12.6}$$

Разряд конденсатора происходит за время коммутации одного элемента, т. е. за время $\tau = T/n$. Средний разрядный ток

$$i_n \approx \frac{q}{\tau} = \frac{k_{\Phi} \Phi_0 T}{\tau n} = k_{\Phi} \Phi_0.$$
(12.7)

Из сравнения выражений (12.7) и (12.4) видно, что за ечет накопления заряда ток, определяющий видеосигнал с каждого элемента изображения, увеличивается в n раз. При отношении сторон телевизионного изображения 4 : 3 число элементов изображения $n = 4/3N^2$, где N — число строк (телевизионный стандарт). Таким образом, эффект накопления заряда теоретически позволяет повысить чувствительность передающей трубки более чем в N^2 раз, при 600-строчном разложении — почти в 400 000 раз.

Первым прибором, в котором использовался эффект накопления заряда, была передающая трубка — и к о н о с к о п. Устройство иконоскопа схематически показано на рис. 12.3. Цилиндрическая колба иконоскопа имеет горловину, наклоненную к оси. В горловине помещается электронный прожектор, создающий хорошо сфокусированный пучок быстрых электронов (энергия 1 кэВ) с током « 1 мкА. С помощью магнитной отклоняющей системы луч перемещается по поверхности мишени, установленной в цилиндрической части колбы, образуя строчной телевизионный растр. Мишень иконоскопа состоит из тонкой пластины диэлектрика (слюды), покрытой с задней (противоположной прожектору) стороны металлическим слоем, образующим сигнальную пластину. Передняя



Гис. 12.3. Устройство иконоскопа: — электронный прожектор; — отклоняющая система; 3 оский объектив; 4 – коллектор; 5 – мозаика; 6 – сигнальная пластина сторона мишени является фотокатодом. Фоточувствительный слой мишени состоит из отдельных изолированных друг от друга металлических частиц. Каждая частица образует элементарный фотоэлемент, т. е. фоточувствительную поверхность мишени можно рассматривать как совокупность независимых фотоэлементов, число которых превышает число элементов разложения телевизионного изображения. Ввиду дискретной структуры фоточувствительного слоя мишени его называют мозаикой.

Передаваемое изображение проецируется оптическим объективом на переднюю поверхность мишени. При этом за счет ухода с мишени фотоэлектронов (частично собираемых коллектором — проводящим

покрытием внутренней поверхности колбы) на мозаике создается потенциальный рельеф; элементарные конденсаторы, образуемые зернами мозаики и сигнальной пластиной, заряжаются. При развертке мишени электронным лучом с энергией электронов, обеспечивающей коэффициент вторичной эмиссии мишени $\sigma > 1$, происходит перезарядка элементарных конденсаторов, в цепи сигнальной пластины формируется видеосигнал,

Таким образом, иконоскоп можно рассматривать как запоминающую трубку с записью и считыванием путем перераспределения зарядов по поверхности мишени. Теоретически иконоскоп должен был обеспечить чувствительность, в сотни тысяч раз превышающую чувствительность систем поочередного действия Ісм. выражение (12.7). Практически выигрыш в чувствительности оказался в 20—30 раз меньше, что объясняется в основном ненасыщенностью фототока и тока вторичных электронов с мишени.

Несмотря на отмеченные недостатки, появление иконоскопа явилось толчком к быстрому развитию телевиления.

Первой передающей трубкой с накоплением заряда и насыщенным током фотоэлектронной эмиссии явился ортикон. В этой трубке используется полупрозрачная фоточувствительная мишень, передаваемое изображение проецируется оптическим объективом со стороны сигнальной пластины. По принципу действия ортикон аналогичен запоминающей трубке с неравновесной записью и перезарядным считыванием.

Ортикон собирают в цилиндрической колбе, имеющей с одной сто-

роны горловину для размещения электронного прожектора, с другой — дно из полированного оптического стекла, через которое проецируется на мишень световое изображение.

Прожектор ортикона с электростатической фокусировкой имеет второй анод в виде длинного цилиндра или образуется проводящим покрытием внутренней поверхности колбы. Перед мишенью (со стороны прожектора) установлен тормозящий электрод — короткий цилиндр или кольцо проводящего покрытия с отдельным выводом. Потенциал этого электрода (100—200 В относительно катода прожектора) обеспечивает $\sigma < 1$. Всю колбу помещают в продольное однородное магнитное поле, дополнительно фокусирующее электронный луч и обеспечивающее при развертке луча по мишени примерно перпендикулярное ее поверхности падение электронов (что и определило название прибора).

При развертке неосвещенной поверхности мишени пучком медленных электронов ее потенциал начинает снижаться, так как для энергии первичных электронов $\varepsilon_1 < eU_{\rm Kp1}$ коэффициент вторичной эмиссии мишени меньше единицы. Очевидно, равновесие наступает по достижении мишенью потенциала катода (нуля). При этом электроны луча перестают доходить до мишени и, отражаясь от нее, улавливаются проводящим покрытием.

При проецировании на мишень оптического изображения с поверхности ее начинают испускаться фотоэлектроны. Наличие ускоряющего поля делает фотоэлектронную эмиссию насыщенной, и все фотоэлектроны уходят на проводящее покрытие или второй анод прожектора. Благодаря уходу фотоэлектронов элементы мишени заряжаются положительно, потенциал мишени повышается (неравновесная запись). Так как число уходящих фотоэлектронов пропорционально падающему на мишень световому потоку, заряд, накапливаемый элементами мишени, будет воспроизводить распределение яркости в передаваемом изображении. Таким образом, на поверхности мишени создается потенциальный рельеф, причем наиболее светлым местам изображения будет соответствовать наибольший положительный потенциал.

При развертке электронным пучком освещенной поверхности мишени электроны нейтрализуют накопленный положительный заряд, элементарные конденсаторы разряжаются и в цепи сигнальной пластины создается видеосигнал, т. е. электронный луч перезаряжает элементы мишени, доводя их потенциал до равновесного значения (перезарядное считывание).

Очевидно, для доведения потенциала мишени до равновесного значения число электронов, приходящих на данный элемент мишени, должно равняться числу ушедших с этого элемента фотоэлектронов. Избыточные электроны пучка не смогут дойти до мишени и будут уловлены проводящим покрытием.

Поскольку в ортиконе фотоэлектронная эмиссия является насыщенной, отсутствует эффект перераспределения зарядов, сглаживающий потенциальный рельеф на мозаике и чувствительность ортикона оказывается в несколько раз больше чувствительности иконоскопа. Световая характеристика ортикона линейна ($\gamma = 1$). Иконоскоп и ортикон были первыми практически применяемыми передающими трубками с накоплением заряда. Однако, как указывалось, они имели определенные недостатки, в частности недостаточную чувствительность, особенно для натурных телепередач.

Поэтому были предложены более совершенные передающие трубки: на базе иконоскопа был создан супериконоскоп, на базе ортикона суперортикон. В этих трубках использовано электронное усиление изображения путем переноса его с фотокатода на мишень.

§ 12.4. Суперортиконы

Современный ортикон с переносом изображения — суперортикон по основным параметрам превосходит рассмотренные передающие трубки. В нем использованы накопление заряда, усиление изображения за счет переноса его с фотокатода на мишень и вторично-электронное усиление выходного сигнала. Особенностью суперортикона является наличие двусторонней мишени, с одной стороны которой производится запись — накопление заряда, а с другой — считывание. Так же как и в ортиконе, в этой трубке применяются неравновесная запись и перезарядное считывание.

В суперортиконе использованы следующие факторы, позволяющие значительно, увеличить чувствительность: сплошной высокочувствительный фотокатод, эффективное улавливание сеткой вторичных электронов с мишени (при небольших освещенностях), перезарядное считывание пучком медленных электронов ($\sigma < 1$), вторично-электронное усиление сигнала. Благодаря перечисленным факторам чувствительность современного суперортикона в сотни и тысячи раз выше чувствительности иконоскопа и в некоторых случаях может превышать чувствительность глаза.

Устройство суперортикона схематически показано на рис. 12.4. Все элементы суперортикона размещают в длинной цилиндрической колбе сравнительно небольшого диаметра. Со стороны мишени колбу делают более широкой. Узкая часть колбы заканчивается плоским дном — ножкой с вводами, через которые электроды прожектора и вторично-электронный умножитель соединяются с внешней цепью. Широкая часть колбы заканчивается плоским дном из оптического стекла, на внутреннюю поверхность которого наносят сплошной подупрозрачный (работающий «на просвет») слой — фотокатод. В переходной части колбы (от широкой к узкой) имеются дополнительные штырьки — вводы, через которые фотокатод, ускоряющий электрод, сетка-мишень и тормозящий электрод соединены с внешней цепью. Большая часть внутренней поверхности узкой части колбы имеет проводящее покрытие с потенциалом анода прожектора. Прожектор суперортикона должен обеспечивать получение луча с током 1-2 мкА при диаметре в плоскости мишени 30-40 мкм. Прожектор обычно собирают по триодной схеме.

Анодная диафрагма прожектора имеет отверстие диаметром 30— 50 мкм. За диафрагмой пучок формируется продольным однородным магнитным полем в луч с почти параллельными траекториями элек-



Рис. 12.4. Устройство суперортикона: 1 — вторично-электроиный умножитель; 2 — отклоняющие катушки; 3 — мишень; 4 — сетка; 5 — фотокатод; 6 — ускоряющий электрод; 7 — тормозящий электрод; 8 — фокусирующая катушка; 9 — подстроечная катушка; 10 — электронный прожектор

тронов. Таким образом, диаметр пучка определяется в основном диаметром анодной диафрагмы. Наружная поверхность анодной диафрагмы является первым эмиттером вторично-электронного умножителя.

Для отклонения луча служат две пары длинных катушек, создающих приблизительно однородные поперечные поля. Кроме того, в области анода прожектора снаружи трубки устанавливают корректирующие (подстроечные) катушки, создающие короткие поперечные магнитные поля. Регулированием тока этих катушек можно в небольших пределах отклонять луч для подбора наилучшего режима прохождения электронов сквозь анодную диафрагму, а также воздействовать на электроны, возвращающиеся с мишени, для обеспечения наиболее полного улавливания их первым эмиттером умножителя анодной диафрагмой прожектора.

Двусторонней мишенью является тонкая 4—5 мкм пластина, изготовляемая в большинстве суперортиконов из специального стекла с повышенной электропроводностью. Благодаря очень малой толщине мишени ее поперечное сопротивление оказывается небольшим и потенциальный рельеф, формируемый на одной стороне мишени, переходит за счет поперечной проводимости на другую ее сторону. В то же время поверхностное (продольное) сопротивление мишени является достаточно большим и заметного «растекания» заряда по поверхности мишени за время передачи кадра не происходит. Таким образом, потенциальный рельеф, созданный при записи на стороне мишени, обращенной к фотокатоду, переходит на другую ее сторону (обращенную к прожектору). При этом поперечная проводимость мишени обеспечивает полное соответствие распределения потенциала на обеих сторонах мишени, а большое продольное сопротивление препятствует быстрому сглаживанию потенциального рельефа.

Для отбора вторичных электронов с мишени со стороны записи (секция переноса изображения) в непосредственной близости к поверхности мишени устанавливают мелкоструктурную сетку. Поверхность мишени и расположенная вблизи нее сетка образуют конденсатор, накапливающий электрический заряд при записи.

Изображение с фотокатода переносится на мишень продольным магнитным полем. Это поле является продолжением фокусирующего поля, формирующего считывающий электронный пучок с другой стороны мишени. Для получения высокой чувствительности все электроны, эмиттированные фотокатодом, должны достигнуть мишени, т. е. фотоэлектронная эмиссия должна быть насыщенной. Для получения насыщенного фототока используют ускоряющее электростатическое поле, образуемое сеткой и цилиндром мишени, по отношению к которым фотокатод имеет отрицательный потенциал (-200 ÷ --500 В).

При развертке пучком медленных электронов неосвещенная поверхность мишени постепенно заряжается приходящими электронами $(\sigma < 1)$, приобретая равновесный потенциал, примерно равный потенциалу катода прожектора (нулю). При проецировании оптического изображения на фотокатод электронное изображение, возникающее за счет фотоэлектронной эмиссии, переносится магнитным полем на мишень. Фотоэлектронная эмиссия является насышенной — все электроны, эмиттированные катодом, доходят до мишени. Энергия электронов при ускоряющем напряжении 300-400 В оказывается достаточной для выполнения условия $\sigma > 1$. Таким образом, в секции переноса происходит усиление изображения в о раз. Вследствие ухода вторичных электронов на поверхности мишени создается положительный потенциальный рельеф. Поскольку проецирование оптического изображения на мишень происходит непрерывно, потенциальный рельеф формируется в течение передачи одного кадра, т. е. эффект накопления заряда используется в полной мере. Благодаря поперечной проводимости мишени потенциал другой ее стороны (обращенной к прожектору) также изменяется, следовательно, имеет место неравновесная запись.

При развертке пучком медленных электронов ($\sigma < 1$) потенциал поверхности мишени снижается за счет компенсации положительного заряда электронами развертывающего пучка. Так как считывающий пучок изменяет заряд, накопленный на мишени, считывание в суперортиконе является перезарядным.

При затемненном фотокатоде, т. е. в отсутствие передаваемого изображения, потенциальный рельеф на мишени не создается. При развертке неосвещенной поверхности мишени пучком медленных электронов потенциал ее стремится к равновесному значению, равному потенциалу катода прожектора (нулю). При этом электроны считывающего пучка будут отражаться от поверхности мишени и возвращаться к прожектору. Продольное магнитное поле «приводит» отраженные электроны на анодную диафрагму прожектора, являющуюся первым эмиттером электронного умножителя. Электростатическое поле второго эмиттера направляет вторичные электроны с диафрагмы прожектора на второй эмиттер. В формировании этого поля принимает участие также цилиндр умножителя. Со второго эмиттера электроны направляются на третий эмиттер и т. д., с последнего эмиттера — на коллектор (анод) умножителя. Коэффициент усиления умножителя может достигать нескольких тысяч.

При наличии на мишени потенциального рельефа, соответствующего распределению освещенности по поверхности фотокатода, часть электронов считывающего пучка затрачивается на компенсацию положительного заряда, накопленного на мишени. Вследствие этого ток возвращающихся с мишени электронов становится меньше. Очевидно, чем больше накопленный на данном элементе мишени положительный заряд, тем меньше ток, идущий с этого элемента на вход умножителя.

Таким образом, неосвещенным элементам мишени соответствует максимальный выходной ток, наиболее ярко освещенным элементам — минимальный ток. Следовательно, полярность видеосигнала суперортикона обратна по сравнению с полярностью видеосигналов ранее рассмотренных трубок.

Упрощенно формирование видеосигналов суперортиконом можно представить следующим образом. Предположим, что ток фотокатода насыщен, все вторичные электроны с мишени отбираются сеткой, т. е. ток вторичных электронов также насыщен, ток считывающего пучка достаточен для полной компенсации заряда, накопленного на любом элементе мишени, и характеристика вторично-электронного умножителя линейна во всем возможном диапазоне изменения входного тока. Для идеального суперортикона величина видеосигнала должна быть пропорциональна световому потоку, падающему на фотокатод. Иначе говоря, характеристика свет — сигнал должна быть линейной во всем возможном диапазоне изменения яркости передаваемого изображения.

Однако идеальные условия могут существовать лишь при малых освещенностях. Только первое условие — насыщенность фотокатода приближенно выполняется даже при сравнительно больших освещенностях вследствие значительной разности потенциалов между фотокатодом и сеткой мишени. В то же время напряженность поля между поверхностью мишени и сеткой очень мала и при накоплении на поверхности мишени положительного заряда поле может изменить направление, т. е. ток вторичных электронов не насыщен. Точно так же

при больших величинах накопленного заряда считывающий пучок может «не успеть» полностью перезарядить элементы мишени. Эти факторы приводят к тому, что с ростом освещенности фотокатода пропорциональность между освещенностью и величиной видеосигнала нарушается, увеличение амплитуды выходного сигнала отстает от роста освещенности — характеристика свет — сигнал становится нелинейной.

Примерный вид реальной световой характеристики суперортикона показан на рис. 12.5. Как видно, световая характеристика близка к линейной только



Рис. 12.5. Световая характеристика суперортикона

при очень малых освещенностях фотокатода. С ростом освещенности крутизна характеристики падает. Таким образом, реальная характеристика свет — сигнал суперортикона близка к оптимальной. При малых освещенностях благодаря большой крутизне возможна передача достаточного количества градаций яркости. В то же время при больших освещенностях световая характеристика идет полого и можно предположить, что дальнейшее увеличение освещенности (за «загибом» световой характеристики) сделает невозможным формирование видеосигнала.

Однако опыт эксплуатации суперортикона показал, что и при освещенностях фотокатода, существенно больших соответствующим «загибу» световой характеристики, эта трубка вполне удовлетворительно воспроизводит градации яркости. Более того, при работе за «загибом» световой характеристики отношение сигнал/шум даже возрастает, качество изображения улучшается. Объяснение этого факта требует уточнения теории формирования видеосигнала суперортиконом.

До сих пор не учитывалась возможность перераспределения вторичных электронов, выходящих с мишени, между неодинаково освещенными элементами ее поверхности. Между тем этот процесс играет немаловажную роль при накоплении заряда и создании потенциального рельефа на поверхности мишени. Напряженность поля, отбирающего вторичные электроны, очень мала (ненасыщенность тока вторичных электронов), в то же время разность потенциалов между соседними светлым и темным элементами может обусловить местное поле, достаточное для перераспределения вторичных электронов по поверхности мишени. Учет перераспределения зарядов на мишени позволяет создать более строгую теорию работы суперортикона.

Допустим, что на фотокатод суперортикона спроецировано изображение «миры» из чередующихся светлых и темных полос, причем освещенность светлых полос заметно больше освещенности, соответствующей «загибу» световой характеристики. В этих условиях можно считать, что все вторичные электроны, выходящие с поверхности мишени, возвращаются обратно на мишень, так как напряженность поля в пространстве сетка — мишень слишком мала; кроме того, при большой прозрачности сетки (70-80% у современных суперортиконов) электроны с мишени, движущиеся в сторону сетки, проходят сквозь нее и полем секции переноса возвращаются обратно на мишень. Предположим также, что дальность «разлета» вторичных электронов существенно больше ширины полос электронного изображения на мишени. Вторичные электроны в общем случае перелетают как с белого на черное, так и с черного на белое, но число электронов, вылетающих с белого, всегда больше числа электронов, вылетающих с черного. Следовательно, потенциал белых элементов повышается, что приводит к появлению разности потенциалов между белыми и черными элементами. Однако эта разность потенциалов не может стать сколь угодно большой, так как с ростом потенциала белых элементов увеличивается тормозящее поле, возвращающее вторичные электроны, вылетевшие с белых элементов, обратно на эти элементы. Устанавливается динамическое равновесие, причем можно приближенно считать, что половина вторичных электронов, уходящих с каждого элемента, переходит на соседние участки мишени, а половина возвращается обратно на этот же элемент. Полагая, что число электронов, перелетающих с одного элемента мишени на другой, пропорционально межэлементной разности потенциалов U, можно составить уравнения токов белого (i_6) и черного (i_y) элементов мишени:

$$i_{6} = -i_{\Phi 6} + \frac{1}{2} i_{\Phi 6} \sigma (1 - \alpha U) - \frac{1}{2} i_{\Phi q} \sigma (1 - \alpha U), \qquad (12.8)$$

$$i_{q} = -i_{\phi q} + \frac{1}{2}i_{\phi q}(1-\alpha U) - \frac{1}{2}i_{\phi 6}\sigma(1-\alpha U),$$

где *i*_{фб} и *i*_{фч} — фототоки белого и черного элементов фотокатода; а — коэффициент пропорциональности.

Коэффициент а можно определить, исходя из условия, что по достижении предельного (максимального) значения межэлементной разности потенциалов $U_{\rm np}$ разность токов белого и черного элементов становится равной $2i_{\rm y}$:

$$(i_0 - i_q) = 2i_{\Phi q} (\sigma - 1).$$
 (12.9)

Определяя величину α, получаем

$$i_{0} - i_{q} = (i_{\phi 0} - i_{\phi q}) (\sigma - 1) - (i_{\phi 0} + i_{\phi q}) (\sigma - 1) \frac{U}{U_{np}}.$$
 (12.10)

Поскольку мишень обладает поверхностной проводимостью, необходимо учесть еще ток растекания:

$$i_{\rm p} = U/R,$$
 (12.11)

где *R* — межэлементное поверхностное сопротивление.

Введя понятие межэлементной емкости С, можно составить уравнение обмена электронами между элементами мишени:

$$C \ \frac{dU}{dt} = i_6 - i_q - i_p. \tag{12.12}$$

Если выразить фототок через освещенность E и чувствительность фотокатода k_{Φ} , то решение уравнения (12.12) запишется в виде

$$U = U_{\rm np} \frac{E_6 - E_{\rm q}}{E_6 + E_{\rm q} + (a/R)} \left[1 - e^{\frac{1}{aC} \left(E_6 + E_{\rm q} + \frac{a}{R} \right) t} \right], \quad (12.13)$$

где

$$\boldsymbol{a} = \frac{U_{\rm np}}{k_{\Phi} A_{\Phi} \, (\boldsymbol{\mathfrak{g}} - 1)} \tag{12.14}$$

(Аф — площадь фотокатода).

Уравнение (12.13) позволяет определить величину тока сигнала:

$$i_{\rm c} = \frac{U_{\rm np}C}{\tau} \frac{E_6 - E_{\rm q}}{E_6 + E_{\rm q} + \frac{a}{R}} \left[1 - {\rm e}^{-\frac{1}{aC} \left(E_6 + E_{\rm q} + \frac{a}{R} \right) \tau} \right] \cdot \quad (12.15)$$

Здесь T — период кадровой развертки; т — время коммутации одного элемента.

Выражения (12.13) и (12.15) позволяют получить количественные соотношения между освещенностью фотокатода, глубиной потенциального рельефа и током сигнала. Экспериментальная проверка показала, что рассчитанные величины удовлетворительно совпадают с опытными данными, что подтверждает правомочность сделанных предположений о существенной роли перераспределения вторичных электронов в процессе формирования потенциального рельефа на поверхности мишени суперортикона. Кроме того, перераспределение вторичных электронов способствует снижению уровня шума, так как отклонение числа перелетающих с элемента на элемент вторичных электронов от равновесного значения вызывает появление местных полей, восстанавливающих равновесное значение.

Несмотря на ряд преимуществ, обеспечивающих суперортикону широкое применение, он не свободен от некоторых недостатков, к которым в первую очередь следует отнести увеличение относительного уровня шума при малых освещенностях передаваемого объекта.

Большой относительный уровень шума при малых освещенностях объясняется тем, что в суперортиконе темным местам изображения соответствует наибольший ток возвращающихся к прожектору электронов. С увеличением тока возвращающихся к умножителю электронов увеличивается и шум. В то же время полезный сигнал при слабо освещенном фотокатоде оказывается очень небольшим, так как глубина потенциального рельефа на мишени при этом мала. Таким образом, с уменьшением полезного сигнала шум возрастает, т. е. отношение сигнал/шум уменьшается.

Как отмечалось, большой уровень шума при малых освещенностях является одним из недостатков суперортикона. Очевидно, изменение полярности выходного сигнала передающей трубки с переносом изображения и вторично-электронным усилением сигнала привело бы к существенному улучшению отношения сигнал/шум при малых освещенностях, так как в этом случае малой освещенности соответствовал бы малый ток возвращающихся с мишени электронов. Поток электронов, возвращающихся с мишени, можно рассматривать состоящим из двух частей: электронов, упруго отраженных от мишени, и электронов, рассеянных за счет взаимодействия считывающего пучка с поверхностью мишени. Чем выше потенциал элементов мишени (чем они светлее), тем большая часть электронов считывающего пучка дойдет до мишени, тем больше будет рассеяние электронов. Таким образом, число рассеянных электронов примерно пропорционально освещенности мишени, и поток рассеянных электронов может быть использован для формирования выходного сигнала.

Рассмотренный принцип лежит в основе действия передающей трубки с переносом изображения, накоплением заряда и вторичноэлектронным усилением сигнала, — с у перизокона. Система электродов секции переноса, мишень, электронный прожектор и отклоняющие системы суперизокона аналогичны соответствующим элементам типового суперортикона. Отличным от суперортикона является лишь устройство вторично-электронного умножителя. Первый динод умножителя расположен так, что на него попадают только рассеянные электроны, в то время как упруго отраженные электроны, возвращающиеся по траекториям, практически совпадающим с траекторией считывающего пучка, не попадают на вход умножителя и улавливаются анодом прожектора. В этой трубке анодная диафрагма прожектора не является первым эмиттером умножителя. Рассеянные электроны, улавливаемые входным электродом умножителя, создают выходной сигнал. Поскольку при малых освещенностях большая часть электронов считывающего пучка отражается мишенью, ток сигнала невелик и отношение сигнал/шум выше, чем у суперортикона. Испытания опытных образцое суперизоконов показали, что на темных участках изображения отношение сигнал/шум в несколько раз больше, чем у суперортикона; на светлых участках оно примерно одинаково для обеих трубок. В настоящее время благодаря лучшим параметрам суперизоконы начинают практически использоваться в специальных передающих телевизионных камерах.

§ 12.5. Видиконы и супервидиконы

Высокая чувствительность суперортикона достигается за счет усиления в секции переноса и вторично-электронного усиления выходного сигнала, тогда как чувствительность фотокатода, преобразующего оптический сигнал в электрический остается небольшой. В то же время широко применяются твердотельные преобразователи световой энергии в электрическую — фоторезисторы и фотодиоды (см. § 6.6 и 7.6), имеющие чувствительность, в сотни раз большую по сравнению с чувствительностью фотоэлементов с внешним фотоэффектом. Однако создание передающих телевизионных трубок с использованием фоторезисторов в качестве преобразователя оптического изображения в электронное стало возможным лишь после того, как были разработаны и освоены в производстве малоинерционные полупроводниковые фоторезисторы.

Передающая трубка с полупроводниковой фотопроводящей мишенью называется в и д и к о н о м. В видиконах используется накопление заряда и перезарядное считывание. Устройство видикона схематически показано на рис. 12.6. В цилиндрической трубке помещается электронный прожектор, создающий луч диаметром 20—30 мкм при токе < 1 мкА. Во многих типах видиконов для дополнительной фокусировки электронного пучка служит продольное однородное магнитное поле, создаваемое длинной катушкой, надетой на трубку. Наличие продольного магнитного поля способствует также перпендикулярному падению луча на мишень (как в ортиконе). Отклонение луча осуществляется двумя парами отклоняющих катушек. Описаны также видиконы с чисто электростатической фокусировкой луча и электростатическими отклоняющими пластинами.

Противоположное прожектору дно колбы изготовляют из плоского полированного стекла; на этом дне образуется прозрачная сигнальная пластина и фотопроводящая мишень. В качестве сигнальной пластины служит либо нанесенный на стекло слой окиси олова, либо тонкий прозрачный слой металла — золота или платины. На сигнальную пластину испарением в вакууме наносят фотопроводящий слой,



Рис. 12.6. Устройство видикона: К-катод; М-модулятор; А₁, А₂ – первый и второй аноды прожектора; С-сетка; Ммишень

образующий мишень видикона. Материалом мишени является полупроводник, обладающий фоточувствительностью. Выбор материала мишени в значительной мере обусловлен необходимостью иметь определенную спектральную характеристику, достаточно высокую чувствительность и малую инерционность. Требования высокой чувствительности и малой инер-

ционности часто несовместимы — наиболее чувствительные фоторезисторы оказываются и более инерционными. Фотопроводящий слой должен обладать достаточно высоким темновым удельным сопротивлением ($10^{11}-10^{12}$ Ом · см), так как в противном случае возможно сглаживание потенциального рельефа (уравнивание потенциалов соседних элементов) и уменьшение разрешающей способности. Перед мишенью со стороны прожектора устанавливают мелкоструктурную сетку, выравнивающую электростатическое поле. Эта сетка выполняет также функцию коллектора вторичных электронов, возвращающихся с мишени.

Видикон может работать в двух режимах: 1) развертки поверхности мишени пучком медленных электронов; 2) развертки поверхности мишени пучком быстрых электронов. При работе в первом режиме потенциал сигнальной пластины на несколько десятков вольт превышает потенциал катода прожектора. В отсутствие коммутирующего пучка (при запертом прожекторе) за счет проводимости фотопроводящего слоя поверхность мишени приобретает потенциал сигнальной пластины. При развертке неосвещенной поверхности мишени пучком медленных электронов ($\sigma < 1$) потенциал ее стремится к равновесному значению, приблизительно равному потенциалу катода прожектора. В промежутке между коммутациями потенциал элементов мишени лишь слегка повышается, так как темновое сопротивление фотопроводящего слоя очень велико. Таким образом, электронный луч, доводя потенциал поверхности мишени до равновесного значения, заряжает элементарные конденсаторы — между сигнальной пластиной и поверхностью мишени создается разность потенциалов.

При проецировании сквозь сигнальную пластину оптического

изображения сопротивление мишени будет изменяться согласно распределению освещенности, причем чем ярче освещен элемент мишени, тем меньше будет поперечное сопротивление фотослоя в этом месте. Поэтому в промежутке между коммутациями потенциал светлых элементов мишени повысится значительно больше, чем потенциал темных элементов. Таким образом, на коммутируемой поверхности мишени создается положительный потенциальный рельеф, причем глубина его может быть достаточно большой ввиду существенного различия поперечного сопротивления темных и светлых элементов мишени. При развертке освещенной поверхности мишени потенциал ее элементов по-прежнему доводится электронным лучом до равновесного значения, равного потенциалу катода. Но, поскольку потенциалы элементов мишени в соответствии с распределением освещенности были различны, изменение потенциалов элементов при коммутации также будет различным — в цепи сигнальной пластины образуется видеосигнал.

При работе во втором режиме потенциал сигнальной пластины устанавливается на несколько десятков вольт ниже потенциала коллектора вторичных электронов. При развертке неосвещенной поверхности мишени быстрыми электронами ($\sigma > 1$) потенциал ее доводится до равновесного значения, примерно равного потенциалу сетки, выполняющей роль коллектора вторичных электронов. При освещении мишени за счет изменения поперечной проводимости фотопроводящего слоя на ее поверхности создается потенциальный рельеф, преобразуемый при коммутации элементов пучком в видеосигнал в цепи сигнальной пластинки.

Поскольку световая характеристика фоторезисторов нелинейна чувствительность уменьшается с ростом освещенности (см. § 6.5), характеристика свет — сигнал видикона близка к оптимальной. По чувствительности видиконы приближаются к суперортиконам. Видиконы благодаря простоте устройства и достаточно высоким параметрам широко используют в промышленных телевизионных и передвижных установках. Недостатками «простых» видиконов являются заметная инерционность и температурная зависимость параметров.

Значительное усовершенствование видикона стало возможным за счет замены фоторезисторной мишени на фотодиодную, т. е. на полупроводниковую мишень, имеющую запирающий слой (электроннодырочный переход).

Первой передающей трубкой с мишенью, имеющей запирающий слой, получившей практическое применение, был п л ю м б и к о н (названный по материалу мишени — PbO, PbS). Устройство плюмбикона аналогично видикону, отличие состоит лишь в особенностях мишени. Мишень создается на плоском дне колбы, противоположном прожектору. Проводящей подложкой мишени (сигнальной пластиной) является прозрачный слой окиси олова, нанесенный на внутреннюю поверхность дна колбы.

На проводящую подложку наносят слой полупроводника (окись свинца, сернистый свинец), имеющий *p*-*i*-*n*-структуру, причем *n*-слой прилегает к подложке, а *p*-слой располагается со стороны про-

жектора. Толщина слоя полупроводника равна 10—20 мкм. К проводящей подложке мишени подводят небольшое (20—30 В) положительное (относительно катода прожектора) напряжение. Развертка осуществляется хорошо сфокусированным пучком медленных (энергия 300—500 эВ) электронов.

При развертке неосвещенной поверхности мишени электронным пучком потенциал ее (со стороны прожектора) доводится до равновесного значения, равного потенциалу катода прожектора (нулю, $\sigma < 1$); при этом заряжается барьерная емкость мишени. При проецировании на мишень оптического изображения (сквозь прозрачную подложку SnO₂) в слое полупроводника генерируются пары электрон дырка, причем существующее в слое электрическое поле за счет искривления энергетических зон в *i*-области практически мгновенно разносит образовавшиеся разноименные носители заряда в разные стороны. Это обеспечивает насыщенность фототока и, следовательно, высокую чувствительность. Генерируемые при освещении носители заряда, диффундируя к поверхностным слоям, разряжают элементарные конденсаторы, причем разряд происходит за время передачи кадра, т. е. имеется эффект накопления заряда.

При коммутации электронным пучком освещенных элементов мишени потенциал их снова доводится до равновесного значения, но зарядный ток элемента мишени будет тем больше, чем «полнее» разрядился элементарный конденсатор, т. е. чем ярче был освещен данный элемент. Следовательно, зарядный ток будет промодулирован в соответствии с распределением освещенности мишени, т. е. будет сформирован видеосигнал. Таким образом, преобразование оптического изображения в видеосигнал в плюмбиконах аналогично используемому в видиконах; плюмбикон — трубка с накоплением заряда и перезарядным считыванием.

Важной особенностью плюмбикона является независимость вида характеристики свет — сигнал от содержания передаваемого изображения — световая характеристика линейна в широком диапазоне изменения (более трех порядков) освещенности, спектральная характеристика близка к кривой чувствительности глаза. По чувствительности плюмбикон приближается к суперортикону, однако он имеет значительно меньший уровень шума, особенно при небольших освещенностях; темновой ток плюмбикона очень мал (~ 10⁻⁹ A), инерционность плюмбикона меньше, чем у средних видиконов (остаточный сигнал во втором кадре менее 10%). Кроме того, плюмбикон по сравнению с суперортиконом является значительно более простой трубкой как по устройству, так в настройке и эксплуатации.

Преимущества плюмбикона обеспечили широкое распространение этого прибора, особенно для передачи цветного изображения.

Другой разновидностью видикона с «фотодиодной» мишенью является передающая трубка — к р е м н и к о н (названная по материалу мишени — Si). В отличие от плюмбикона, имеющего сплошную полупроводниковую мишень, мишень кремникона состоит из множества сверхминиатюрных фотодиодов (подобно мозанке иконоскопа). Структура мишени кремникона схематически показана на рис. 12.7. Основанием мишени служит слой кремния толщиной 20—25 мкм, легированного фосфором (*n*-область). На исходном слое методом фотолитографии получают большое количество (до 500 000) расположенных рядами углублений (2—5 мкм), в которых методом диффузии создаются области с дырочной электропроводностью. Таким образом, создается мишень с множеством элементарных фотодиодов.

Мишень, как в обычном видиконе, располагается на плоском дне колбы сплошным *п*-слоем к стеклу. С противоположной стороны колбы размещается прожектор, создающий хорошо сфокусированный пучок медленных (энергия $\ll 500$ эВ) электронов. Мишень (*n*-слой) имеет потенциал 10—15 В по отношению к катоду прожектора.



При развертке поверхности мишени (со стороны диодов) электронным лучом на р-областях устанавливается равновесный потенциал, равный потенциалу катода прожектора (нулю), т. е. диоды смещаются в обратном направлении, происходит заряд элементарных конденсаторов — диодов. При освещении поверхности мишени генерируются пары электрон — дырка, дырки диффундируют в глубь пслоя, разряжая элементарные конденсаторы. Так как разряд продолжается все время между коммутациями одного диода (элемента мишени), используется эффект накопления заряда. Электронный луч при коммутации снова заряжает элементарные конденсаторы, причем зарядный ток будет тем больше, чем полнее разрядился конденсатор за счет освещения, т. е. формирование видеосигнала в кремниконе и плюмбиконе аналогично. Кремникон обладает линейной световой характеристикой, спектральная характеристика его имеет максимум в длинноволновой области (~ 0,8 мкм), разрешающая способность определяется числом элементарных фотодиодов и при современной технологии может быть достаточно высокой (до 800 строк на высоту мишени). Инерционность кремникона несколько больше, чем у плюмбикона. Положительным свойством кремникона является высокая стойкость мишени при больших значениях освещенности — мишень не «выжигается» даже на прямом солнечном свете.

Дальнейшим усовершенствованием видиконов с полупроводниковой мишенью, имеющей запирающий слой, явилось введение электронного усиления сигнала за счет переноса изображения (как в суперортиконе). Такие трубки, называемые супервидиконами, секвидиконами, секонами, суперкремниконами и т. д., обладают очень высокой чувствительностью в результате докоммутационного усиления в секции переноса в 500—3000 раз.

Рассмотрим устройство и принцип действия супервидиконов на примере суперкремникона (рис. 12.8). В этой передающей трубке обычная видиконная секция сочленяется с секцией переноса изображения. В видиконной секции располагается электронный прожектор, создающий хорошо сфокусированный пучок медленных (ускоряющее напряжение 300—400 В) электронов. Видиконная секция заканчивается полупроводниковой мишенью, на которой сформировано множество элементарных диодов, как в кремниконе. Основанием мишени служит слой кремния с электронной электропроводимостью; к этому слою, играющему роль сигнальной пластины, подводится небольшое (5—15 В, положительное относительно катода прожектора) напряжение. На стороне мишени, обращенной к прожектору, образовано до 500 000 тыс. миниатюрных областей с дырочной электропроводностью; между этими областями и основанием создаются электронно-дырочные переходы, т. е. элементарные диоды.

Секция переноса содержит фотокатод и электронно-оптическую систему, переносящую электронное изображение с фотокатода на мишень. Фотоэлектроны, выходящие с катода при проецировании на него оптического изображения, ускоряются в поле секции переноса до энергии 10—20 кэВ. Для уменьшения геометрических искажений в секции переноса катод формируется на внутренней вогнутой (сферической) стороне стекловолоконной шайбы, на внешнюю (плоскую) поверхность которой проецируется передаваемое изображение.

При развертке неосвещенной поверхности мишени электронным пучком потенциал *p*-областей диодов доводится до равновесного (нулевого) значения, происходит заряд барьерной емкости элементарных конденсаторов, диоды смещаются в обратном направлении. При выходе электронов из фотокатода при его освещении мишень бомбардируется быстрыми (с энергией> 10 кэВ) электронами. При этом каждый первичный электрон, вышедший с фотокатода, попадая в слой полупроводника мишени, образует множество (сотни-тысячи) пар электрон — дырка. Дырки диффундируют сквозь обедненный носителями заряда слой (*p*-*n*-переход) и разряжают элементарные конденсаторы. Поскольку разряд продолжается все время между коммутациями элемента мишени электронным лучом, эффект накопления заряда используется в полной мере. Таким образом, образование видеосигнала в суперкремниконе происходит так же, как и в трубках без переноса изображения.

Описаны супервидиконы со сплошной мишенью из хлорида калия (секоны) и других материалов. Принцип действия этих трубок принципиально не отличается от рассмотренного.

Супервидиконы обладают чувствительностью в несколько сотен раз больше, чем видиконы, удовлетворительное качество изображения может быть получено при освещенности фотокатода порядка 10⁻⁶ лк. Световые характеристики супервидиконов близки к линейным, разрешающая способность достаточно высока (до 800 строк на высоту мишени), инерционность сравнительно небольшая (остаточный сигнал во втором кадре ~ 10%). Супервидиконы являются перспективными передающими трубками, так как обладают высокими параметрами, не уступающими параметрам лучших суперортиконов: в то же время они значительно проще по устройству и надежнее в эксплуатации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главам 1,2

1. Кельман В. М., Явор С. Я. Электронная оптика. — Л.: Наука, 1969.

2. Зинченко Н. С. Курс лекций по электронной оптике. — Харьков: Изд. Харьковского университета, 1961.

3. Бонштедт Б. Э., Маркович М. Г. Фокусировка и отклонение пучков в электроно-лучевых приборах. - М.: Советское радио. 1967.

4. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. — Л.: Энергия, 1972. 5. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. — М.:

Советское радио, 1966.

К главам 3, 4, 5

1. Гарбуни М. Физика оптических явлений. — М.: Энергия, 1967.

2. Соболева Н. А., Меламид А. Е. Фотоэлектронные приборы. — М.: Высшая школа, 1974.

3. Берковский А.Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н. Вакуумные фотоэлектронные приборы. — М.: Энергия, 1976.

4. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. — М.: Мир, 1976.

5. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. — М.: Наука, 1966.

6. Соммер А. Фотоэмиссионные материалы. — М.: Энергия, 1973.

7. Белл Р. Л. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. - М.: Энергия, 1978.

8. Кондрашов В. Е. Оптика фотокатодов. — М.: Наука, 1976.

9. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. ---М.: Наука, 1969.

10. Чечик Н. О., Файнштейн С.М., Лифшиц Т. М. Электронные умножители. — М.: Изд-во технико-теоретической литературы, 1957.

11. Анисимова И.И., Глуховский Б. М. Фотоэлектронные умножители. --

М.: Советское радио, 1974. 12. Лейтейзен Л. Г. Обзор развития промышленных типов ФЭУ. — Электровакуумная техника, 1977, вып. 44.

К главам 6.7

1. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. -- М.?

Гос. изд.во физ.-мат. лит., 1963. 2. Амброзяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фото-электрических приборов. — М.: Советское радио, 1970.

3. См. [2] к главе 3.

4. Аксененко М. Д., Красовский Е. А. Фоторезисторы. — М.: Советское радио. 1973.

5. Богданов Э. О. Фоторезисторы и их применение. — Л.: Энергия, 1978.

6. Полупроводниковые фотоприемники и преобразователи излучения/ Пер. с англ; под ред. А. И. Фримера, И. И. Таубкина. — М.: Мир, 1965.

7. Бузанова Л. К., Глиберман А. Я. Полупроводниковые фотоприемники. ---М.: Энергия, 1976.

8. Тришенков М. А., Фример А. И. Фотоэлектрические полупроводниковые приборы с *p-n*-переходами. — Полупроводниковые приборы и их при-менение, 1971, № 25.

9. Носов Ю. Р. Оптоэлектроника. — М.: Советское радио, 1977.

К главам 8,9

1. Цуккерман И. И. Электронная оптика в телевидении. — Л.: Госэнергоиздат, 1958.

2. Миллер В. А., Куракин Л. А. Приемные электронно-лучевые трубки. — М.: Энергия, 1971.

3. Барановский В. И. Технология производства электронно-лучевых трубок. — М.: Энергия, 1970.

4. Производство цветных кинескопов /Под ред. В. И. Барановского. — М.: Энергия, 1978.

К главе 10

1. См. [3] к главе З.

2. Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение /Под. ред. М. М. Бутслова. — М.: Мир, 1965.

3. Физическая электроника / Под ред. Б. М. Степанова. — М.: Наука, 1976.

4. Соул Х. Электронно-оптическое фотографирование. — М.: Воениздат, 1972.

5. Семенов Е. П. Электронно-оптические усилители яркости изображения. — Научная и прикладная фотография и кинематография. 1963, т. 8, вып. V.

К главам 11, 12

1. Котовщиков Г. С., Кондратенков В. М. Запоминающие трубки с видимым изображением. — М.: Советское радио, 1970.

2. Дембновицкий С. В., Семенов Г. Ф. Запоминающие ЭЛТ в устройствах обработки информации. — М.: Советское радио, 1973.

3. Гуревич С. Б. Физические процессы в передающих телевизионных трубках. — М.: Физматгиз, 1958. 4. Гершберг А. Е. Электростатические видиконы. — М.: Энергия, 1969.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН. ИСПОЛЬЗО-ВАННЫХ В КНИГЕ

- А плошаль
- А векторный (магнитный) потенциал
- В яркость
- В вектор магнитной индукции
- С электрическая емкость
- с скорость света
- D проницаемость, коэффициент диффузии, обнаружительная способность d -диаметр
- Е энергия, освещенность, напряженность электрического поля
- Е вектор напряженности электрического поля
- е --- заряд электрона
- е основание натуральных логарифмов
- F главный фокус, сила
- *f* фокусное расстояние, частота
- у объемная скорость генерации носителей заряда h постоянная Планка, высота
- I ток (величина тока), интенсивность свечения
- $i \sqrt{-1}$ мнимая единица
- J плотность тока
- k волновой вектор
- k постоянная Больцмана, параметр катодных условий
- L средняя диффузионная длина
- 1 длина, расстояние
- l. -- эффективная глубина выхода электрона
- М коэффициент усиления, коэффициент модуляции яркости
- т масса
- N разрешение, плотность фотонов
- n показатель преломления, концентрация электронов
- Р коэффициент пространственного заряда (первеанс), мощность
- р концентрация дырок
- q электрический заряд
- R электрическое сопротивление, коэффициент отражения
- r -- радиус, коэффициент отражения
- S крутизна характеристики
- s чувствительность фотоприемника
- Т температура, период, время дрейфа
- t время
- U напряжение
- V объем
- Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отранование
 Отра
- ₩ энергия
- ш толщина базы, число витков катушки
- x, y, z -- декартова система координат
- Y квантовый выход
- z, r, ψ цилиндрическая система координат
- а угол, показатель поглощения излучения
- β отношение скорости электрона к скорости света (v/c), показатель поглощения фотоэлектронов, коэффициент собирания пар

- у апертурный угол, коэффициент рекомбинации, световая отдача экрана ЭОП Г электронно-оптическое увеличение
- Δ малое приращение
- б малое приращение, истинный коэффициент вторичной эмиссии
- е чувствительность к отклонению
- ео- электрическая постоянная
- п -- световая отдача, коэффициент преобразования, коэффициент полезного действия
- λ длина волны
- и подвижность носителей заряда
- µо- магнитная постоянная
- . v частота
- р --- плотность объемного (пространственного) заряда, удельное сопротивление. плотность вещества
- о проводимость, коэффициент вторичной эмиссии, плотность поверхностных зарядов
- т постоянная времени, время жизни носителей заряда
- Ф -- поток излучения
- Фп лороговый поток
- ф потенциал
- γ энергия электронного сродства
 Ψ магнитный поток (потокосцепление)
- ψ азимутальный угол
- ю угловая частота

оглавление

Предисловие	3												
	Ŧ												
часть первая													
Основы электронной оптики													
Глава 1. Основы геометрической электронной оптики	6												
§ 1.1. Основные понятия электронной оптики	6												
§ 1.2. Движение электронов в электрическом и магнитном полях. Опти- ко-механическая аналогия	9												
§ 1.3. Методы расчета и экспериментального исследования электростати-	19												
ческих и магнитных полеи	10												
§ 1.4. Осесимметричные электрические и матиливского поля	42												
§ 1.6. Ошибки изображения (аберрации) электронно-оптических систем	60												
§ 1.7. Фокусировка полями, не обладающими осевой симметрией. Ци-													
линдрические и квадрупольные линзы	67												
Глава 2. Интенсивные электронные пучки	75												
§ 2.1. Действие пространственного заряда в пучках	75												
§ 2.2. Формирование интенсивных пучков	90												
§ 2.3. Электронные пушки	00												
§ 2.4. Системы ограничения интенсивных пучков	10												
Часть вторая													

Фотоэлектронные приборы

Г	лава 3. Приемники электромагнитного излучения оптического диа- пазона. Основные параметры и характеристики фотоприемников.	137
9999	3.1. Приемники электромагнитного излучения оптического диапазона 3.2. Основные параметры фотоприемников	137 144 156
Г	лава 4. Фотоэлектронная эмиссия. Фотокатоды. Фотоэлементы с внешним фотоэффектом	161
§	4.1. Поглощение электромагнитного излучения оптического диапазо- на полупроводниками	161
96	4.2. Основные закономерности фотоэлектронной эмиссии	166
ş	нулевым и отрицательным электронным сродством	172
§	его спектральная зависимость 4.5. Основные свойства эффективных фотоэмиссионных полупровод-	181
§	ников 4.6. Полупрозрачные и массивные фотокатоды. Оптические методы уве-	107
ş	личения чувствительности фотокатодов	196 205
у У	лава 5. Фотоэлектронные умножители	200
§	5. Ј. Основные закономерности вторичной электронной эмиссии	222

461

ş	5.2. 5.3.	Эффективные эмиттеры вторичных электронов	227
ş	5.4.	Основные параметры и характеристики фотоэлектронных умножи-	229
ş	5.5.	Некоторые типы промышленных фотоэлектронных умножителей.	230 244
Г	лан	ва 6. Фоторезисторы	257
ş	6. 1.	Основные величины и соотношения, характеризующие фотопро-	252
Ş	6.2.	Время жизни неравновесных носителей заряда. Релаксация фото-	202
ş	6.3. 6.4.	проводимости Фототок. Коэффициент усиления по фототоку Спектральные зависимости квантового выхода внутреннего фото-	252 256 257
ş	6.5. 6.6.	Основные характеристики и параметры фоторезисторов	259 267
ſ	лан	ва 7. Фотогальванические приемники излучения	273
ş	7. I.	Механизм образования фото-э. д. с. в полупроводниках с электрон-	273
ş	7.2.	Фоточувствительность фотогальванических приемников и ее спект-	981
ş	7.3.	Основные характеристики и параметры фотогальванических при-	201
c	7.4	емников для двух режимов работы	284
ş	1.4.	Разновидности фотогальванических приемников	291
8	1.0.	солнечные фотоэлементы и фотооатареи	290
ş	7.0.	пизкочастотные и высокочастотные фотодиоды	30Z
8	1.1.	чотогальванические приемники с внутренним усилением	300

Часть третья

Электронно-лучевые приборы

Г	лава 8. Классификация, основные параметры и элементы электрон- но-лучевых приборов	313
ş	8.1. Классификация, характеристики и параметры электронно-лучевых	
•	приборов	313
ş	8.2. Электронный прожектор	316
ş		34Z
9	8.4. Люминесцентные экраны	300
L	слава 9. Приемные электронно-лучевые трубки	384
8	9.1. Осниллографические трубки	384
š	9.2. Трубки для радиолокационных индикаторов	391
Š	9.3. Кинескопы черно-белого телевидения	399
Š	9.4. Кинескопы цветного телевидения	407
ſ	лава 10. Электронно-оптические преобразователи	413
Ş	10.1. Принцип работы электронно-оптического преобразователя и его	
Č	основные параметры	413
§	10.2. Методы увеличения усиления яркости изображения в электронно-	
Ť	оптических преобразователях	416
Г	лава II. Запоминающие трубки	421
6	11.1. Назначение и принцип работы запоминающей трубки	421
Ş	11.2. Способы записи и считывания информации	422

٩	11.3.	Запом	инаюн	цие	тру(сигн	бки, ал	пр	еоб	разу	юц	тие	эл	ект	рич	iec.	кий	i C	игн	ал	в	497
§	11.4.	Запом	инаю	цие	труб	бки	св	иди	мым	из	oor	аж	ени	ем		•		:	•	:	433
r	лав	a 12.	Пере	даю	щие	тел	еви	зио	нны	ет	pyĆ	ки	•	•	•	•	•	•		•	436
0000	12.1. 12.2. 12.3.	Принц Систем Систем	ипы п АЫ ПО АЫ С І	тере, очер накс	дачи едно оплен	тел го д нием	еви (ейс За	зио тви ряд	нноі я . а	ю и •	1300	ópa: •	жен	ия	• • •				•	•	436 439 440
ş	12.4.	Видин	ортик.	и су	перв	иди	кон	ы	•••	•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••		•	•	•	•	•.	•	•	•	:	451
С У	писок Словн	литера ые обо	атуры означе	ния	 осн	Овнь	чх •	 физ	 иче	ски	x 1	 зели	нчи	н.	ис	пол	(БЭ(Эва	ннь		457
-		в књи	ге.	•	• •	•	•	•	• •	•	•	٠	•	•	•	•	•	•	•	•	459

АНДРЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ ЖИГАРЕВ ГАЛИНА ГЕОРГИЕВНА ШАМАЕВА

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ И ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Редяктор Т. И. Артемова Художник В. Я. Батищев Художественный редактор Т. М. Скворцова Технический редактор Т. А. Новикова Корректор В. В. Кожуткина

ИБ № 2962

Изд. № ЭР-284. Сдано в набор 12.03.81. Подписано в печать 08.01.82. Т-06484. Формат 60×901/16. Бум. тип. 3. Гариитура литературная. Печать высокая. Объем 29 усл. печ. л. 29 усл. кр.-отт. 30,99 уч.-изд. л. Тираж 13.010 экз. Заказ 189. Цена 1 р. 30 к.

Издательство «Высшая школа». Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14

Ярославский полнграфкомбинат Союзполиграфирома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 150014, Ярославль, ул. Свободы, 97.