КЛЕЙНЕР Э. Ю.



ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЭЛЕНТРОННЫХ ЛАМП

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений по специальности «Электронные приборы»





МОСКВА «ВЫСШАЯ ШКОЛА» 1974 600.31 K48 УДК 621.385(075)

Рецензенты:

Кафедра радиотехнической электроники Ленинградского элек-тротехнического института им. В. И. Ульянова (Ленина). Канд. техн. наук Г. С. Берлин.

Клейнер Э. Ю.

Учеб. Основы теории электронных ламп. пособие для специальности «Электронные приборы» вузов. М., «Высш. школа», 1974.

368 с. с ил.

В книге излагаются вопросы теории электронных ламп и родственных им приборов, служащие основой для их электрического расчета; главное вни-мание уделяется закономерностям токопрохождения как в прикатодном прост-ранстве, так и в пространстве между двумя положительными электродами; приводится методика расчета статических характеристик и параметров ламп без учета в с учетом начальных скоростей электронов; коротко освещаются основные вопросхождения через вакуумный промежуток при повы-шенных частотах; расссматриваются флуктуационные процессы в электронных дампая и ку параметры лампах и их цараметры.

 $K \frac{30407 - 220}{001(01) - 74}$ 134-74

6**Φ**0.31



K48

(C) Издательство «Высшая школа», 1974 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Данная книга посвящена вопросам токопрохождения в электронных лампах. Ее содержание соответствуют теоретической части курса по электронным лампам, читаемого автором в течение многих лет студентам Московского энергетического института, специализирующимся в области разработки конструирования и технологии изготовления различных видов электронных приборов.

Книга состоит из семи глав. В гл. 1 даются общие сведения об электронных лампах, в гл. 2—5 рассматриваются вопросы токопрохождения через лампы с различным числом электродов, начиная от диода и кончая многоэлектродной лампой с двумя управляющими сетками; гл. 6 посвящена важнейшим особенностям работы ламп на повышенных частотах, гл. 7 — флуктуационным явлениям.

Исходя из специфики указанной специализации автор старался излагать материал более глубоко, чем это обычно делается в учебниках по электронным приборам. В связи с этим почти все формулы даются с выводом, за исключением лишь тех случаев, когда выводы связаны с очень громоздкими, чисто формальными преобразованиями. Несколько подробнее, чем в других книгах по электронным лампам, рассмотрены флуктуационные явления, так как они приобретают все большее практическое значение. В связи с тем что выводы закономерностей этих явлений базируются на теории вероятностей, для облегчения их разбора в гл. 7 включены необходимые сведения из математики.

При изложении материала предполагается, что читатель знаком с основами эмиссионной электроники и электрических явлений в вакууме и газах.

Вопросы конструирования и инженерного расчета электронных ламп в книге не рассматриваются; они достаточно полно изложены в соответствующих книгах Б. М. Царева [Л.01] и Ю. А. Кацмана [Л.0.2].

Автор выражает глубокую благодарность докт. техн. наук А. Д. Сушкову, докт. техн. наук А. Д. Зусмановскому, старш. преп. Г. П. Зыбину, канд. техн. наук Г. С. Берлину, канд. техн наук А. А. Жигареву и ст. инж. А. Л. Цеханскому за внимательный просмотр рукописи, а также канд. техн. наук А. М. Гутцайту и канд. техн. наук М. Д. Воробьеву, прочитавшим отдельные главы книги. Их критические замечания помогли автору улучшить содержание книги.

Автор также приносит глубокую благодарность проф. Р. А. Нилендеру за ряд ценных советов и за содействие при написании данной книги.

Все замечания и пожелания просим направлять по адресу: Москва К-51, Неглинная ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

Авто р

ГЛАВА 1

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМПАХ

§ 1.1. УСТРОЙСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАМПЫ

Под электронными лампами понимают группу электровакуумных приборов, у которых в рабочем пространстве создан высокий вакуум и действие основано на использовании потока свободных электронов, изменяемого с помощью электрических или, реже, магнитных полей. Основное назначение электронных ламп — преобразование электрических сигналов или электрической энергии одного вида в электрические сигналы или электрическую энергию другого вида.

Рассмотрим устройство электронных ламп на примере миниатюрной приемно-усилительной лампы (рис. 1.1). Основные узлы и детали ее следующие.

1. Система электродов. Она состоит из катода, анода, и, в большинстве случаев, одной или нескольких сеток. Катод, как известно, является источником свободных электронов, анод выполняет роль коллектора электронов, а сетки служат для управления анодным током лампы или для придания системе электродов тех или иных дополнительных свойств.

В электронных лампах в настоящее время используются почти всегда термоэлектронные катоды Работа таких катодов основана на совмещении двух процессов: с одной стороны—эмиссии электронов, с другой. — подогрева эмиттирующей поверхности за счет тепла, получаемого путем пропускания электрического тока через металлический проводник. В зависимости от того, протекают ли оба процесса в одной и той же детали лампы или в разных, различают две конструкции накаленных катодов:

а) катоды прямого накала;

б) катоды косвенного накала.

В первом случае катод представляет собой отрезок проволоки, обычно прямой или петлеобразной формы, по которому проходит ток накала I_{a} и поверхность которого эмиттирует электроны — ток эмиссии I_{3} (рис 1.2,*a*).

Во втором случае процессы нагрева катода и эмиссии электронов разделены. Эмиттирующим телом, т. е. непосредственно катодом, здесь служит тонкостенная металлическая трубочка, снабженная с

внешней стороны хорошо эмиттирующим покрытием. Подогрев ее обеспечивается специальным телом накала, так называемым *подогревателем*, расположенным внутри трубки и изготовленным из металлической проволоки достаточно высокого электрического сопротивления (рис. 1.2,6). Подогреватель покрыт слоем диэлектрика и тем самым электрически изолирован от катодной трубки. Это дает возмож-





Рис. 1.1. Устройство миниатюрной трехэлектродной лампы с катодом косвенного накала:

1—баллон; 2—газопоглотитель; 3 верхняя слюдяная пластина; 4—катод; 5— анод; 6—сетка; 7—ніжняя слюдяная пластина; 8— подогреватель; 9— ножка; 10— штырек

6

ность, в схемах, использующих несколько ламп, значительно упростить цепи питания.

У катодов косвенного накала три вывода: два служат для подачи напряжения накала на подогреватель, третий — для вывода тока с эмиттирующей поверхности. У катодов прямого накала только два вывода: через один из них проходит как ток накала, так и ток, соответствующий потоку электронов через лампу.

В зависимости от использованных материалов катоды, применяемые в электронных лампах, можно подразделить на три группы:

- а) чисто металлические;
- б) тонкопленочные;

в) полупроводниковые.

Чисто металлические катоды делаются обычно из в о л ь ф р а м а. Но из-за большой работы выхода они неэкономичны и поэтому в настоящее время применяются только в некоторых специальных случаях.

Типичными представителями тонкопленочных катодов являются торированные. Их основой тоже служитвольфрам, но за счет присадки окиси тория на их поверхности во время обработки лампы образуется одноатомтория, значительно сниная пленка жающая работу выхода по сравнению с катодами из чистого вольфрама. Так этих катодов мало устойкак эмиссия чива, они больше не применяются. Из этой группы катодов наиболее распространены так называемые катоды, отличающиеся от ториро-

карбидированные катоды, отличающиеся от торированных наличием между вольфрамовым керном и поверхностной пленкой тория прослойки из карбида вольфрама.

Наиболее экономичны полупроводниковые катоды. Основным представителем этой группы являются оксидные катоды. Они состоят из металлической подкладки, покрытой тонким слоем окислов щелочноземельных металлов, главным образом бария Работа выхода этих катодов меньше, чем у всех других видов катодов. Так как оксидные катоды очень чувствительны к ударам положительных ионов большой энергии (они при этом быстро разрушаются), то применяют их только в лампах, где исключено появление положительных ионов или анодные напряжения невелики. Практически все маломощные лампы делаются с оксидным катодом. В мощных лампах, которые обычно работают при высоких анодных напряжениях и в которых из-за



сильного нагрева во время работы имеется опасность газовыделения из электродов, преимущественно применяются карбидированные катоды.

Катоды, у которых основой служит вольфрам, изготовляют только прямого накала. Это связано с тем, что вольфрам трудно обрабатывается и поэтому промышленностью тонкостенные трубочки из него не выпускаются. У оксидных катодов в ќачестве подложки кроме вольфрама можно использовать и никель, из которого легко изготовляются трубочки. Поэтому оксидные катоды можно делать как прямого, гак и косвенного накала. Большая экономичность и возможность выполнения в виде катода косвенного накала сделали в настоящее время оксидный катод основным видом катодов в электронных лампах.

Сетки первоначально изготовляли из крупнояченстой металлической ткани, обусловившей название. В современных лампах они в большинстве случаев имеют вид спирали из тонкой проволоки, нави-

той, для придания системе жесткости, на два продольных стержня, называемых траверсами (рис. 1.3).

Аноды обычно выполняют из тонкой жести в виде короткой и сравнительно широкой обоймы круглого, овального или прямоугольного профиля, внутри которой располагают остальные электроды лампы.

2. Баллон. Для создания рабочего пространства с высоким вакуумом, система электродов помещается в баллон, из которого в процессе производства лампы откачивается воздух. Баллон должен изготовляться из газонепроницаемых материалов: специальных сортов стекла, керамики или стали. У готовых миниатюрных ламп он имеет вид цилиндра с конусообразным выступом на куполе, образующимся в результате отпайки стеклянной трубочки, «штенгеля», через которую производилась откачка.

Степень разрежения, достигаемая в баллоне по принятой в настоящее время технологии производства, составляет $10^{-6} - 10^{-6}$ мм рт. ст. Теоретически желательно было бы наличие абсолютного вакуума, так как перенос зарядов в электронных лампах должен осуществляться только электронами. Наличие остаточной атмосферы приводит к появлению положительных ионов в результате неупругих соударений электронов с атомами газа. Это резко ухудшает ряд электрических параметров ламп и, как уже указывалось, сокращает срок службы катодов. Остаточное давление порядка 10^{-6} мм рт. ст. практически еще приемлемо, так как при таком давлении средняя длина свободного пробега электронов в лампе приблизительно на два порядка больше размеров баллона, и поэтому вероятность появления положительных ионов очень мала.

3. Ножка. Для подачи на электроды необходимого напряжения служат специальные металлические проводники, проходящие через оболочку лампы — в в о д ы. Для сохранения вакуума внутри баллона соединение вводов с внешней оболочкой должно быть герметичным. Для удобства монтажа системы электродов и включения лампы в электрическую схему вводы целесообразно пропускать не через стенку баллона, а через специальную, обычно стеклянную, деталь — ножку, которая в процессе изготовления лампы герметически сваривается с баллоном. Стеклянные ножки бывают в основном двух конструкций:

а) гребешковые;

б) плоские.

В гребешковой ножке все вводы обычно расположены в один ряд и проходят через плоскую стеклянную лопатку, чем создается конфигурация, напоминающая гребенку (рис. 1.4, *a*). Более современная конструкция ножки — плоская. Она представляет собой плоский стеклянный диск, на котором по окружности расположены вводы (рис 1.4, *б*). Их внутренняя часть присоединяется к электродам. Об оформлении наружной части будет сказано дальше.

4. Крепежные детали. Для фиксации взаимного расположения электродов, положения блока электродов в баллоне и придания конструкции лампы достаточной механической прочности используется группа различных по форме деталей, объединяемых под общим названием к р е п е ж н ы х. В зависимости от назначения эти детали изготовляют из металла или диэлектрика, обычно из никеля или специальных видов слюды или керамики.

Наиболее важны крепежные детали, фиксирующие взаимное расположение электродов. В маломощных лампах для этого обычно используются две слюдяные пластины, на которых в соответствующих отверстиях закрепляются электроды. Слюдяную пластину, расположенную со стороны ножки, называют н и ж н е й, а с другого конца системы электродов — в е р х н е й.

5. Газопоглотитель. Для улучшения вакуума, получаемого в лампе по окончании откачки, и поглощения газов, которые могут появиться в ней во время работы за

ся в неи во время расоты за счет сильного нагрева электродов, используется специальный газопоглотитель.

Улучшение вакуума при помощи газопоглотителя основано на взаимодействии газовой атмосс чистой поверхферы ностью слоя химически или физически активного Meталла. В маломошных лампах для этого обычно используется барий, покрывающий в виде металчасть лического зеркала внутренней поверхности баллона. Для нанесения это го слоя, который в большинстве случаев располагается в верхней части баллона и на куполе лам-



Рис. 1.4. Ножки приемно-усилительных ламп: а — гребешковая; 6 — плоская

пы, 'яад блоком электродов установлена специальная деталь, называемая полочкой газопоглотителя. Она состоит из никелевого диска и закрепленной на нем таблетки, в состав которой входит барий. Полочка обращена таблеткой к куполу или боковой стенке баллона. По окончании процесса откачки диск нагревается токами высокой частоты до температуры, при которой барий испаряется, его пары оседают на холодной стенке баллона и образуют здесь требуемый слой.

6. Штырьки ножки. Цоколь. Практически важным является вопрос о сочленении лампы с электрической схемой, от которой на ее электроды подаются необходимые напряжения. Для соединения со схемой используются наружные части вводов. Различают два вида соединений:

- а) неразборные;
- б) разборные.

При неразборном соединении выводы лампы непосредственно впаиваются в схему; для этого наружная часть ввода должна быть гибкой. Для создания разборного соединения вводы с наружной стороны должны переходить в жесткие штырьки, вставляемые в гнезда так называемой л а м п о в о й п а н е л и. Эта панель представляет собой диск из диэлектрика с запрессованными в нем металлическими втулками, к которым подводятся проводники от схемы. У плоских ножек наружная часть ввода может представлять собой или тонкую гибкую проволо-



Рис. 1.5. Лампа с октальным цоколем: К — ключ



Рис. 1.6. Условные обозначения электронных ламп в электрических схемах: а днод с катодом прямого накала; б — пентод с катодом косвенного накала ку, или толстый штырек, жестко запрессованный одним концом в стекло ножки. У гребешковых ножек наружная часть ввода всегда гибкая. Поэтому, если лампа с такой ножкой предназначена для разборного соединения со схемой, ее снабжают специальной дополнительной деталью — цоколем, представляющим собой пластмассовую чашку с запрессованными в дно полыми цилиндрическими штырьками, которые точно подходят под гнезда ламповой панели. Цоколь надевается на нижнюю часть лампы и закрепляется на ней, а к его штырькам изнутри припаиваются внешние концы вводов (рис. 1, 5).

Для того чтобы при разборных соединениях исключить возможность неправильного включения лампы в схему, ножка или поколь, с одной стороны, и ламповая панельс другой, конструктивно выполняют такими, чтобы лампу можно было устанавливать на панели только одним определенным образом. Это достигается введением в их конфигурацию асимметрии. Плоские какого-либо элемента ножки обычно выполняются с семью или девятью штырьками, распологаемыми по вершинам правильного восьми-или соответственно десятиугольника. В результате этого на одной вершине получается пропуск, штырек отсутствует (см. рис. 1. 4, б). На ламповой панели отсутствует соответствующее гнездо.

Из конструкций цоколей наиболее распространен так называемый октальный цоколь, имеющий восемь штырьков (отсюда название), расположенных на донышке равномерно по окружности (см. рис. 1. 5). В центре этой окружности донышко переходит в цилиндр, снабженный в качестве элемента асимметрии боковым выступом, назы-Под цилиндр с ключом в ламповой панели

ваемым ключом. Под цилиндр с ключом имеется соответствующее фасонное отверстие.

§ 1.2. УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СХЕМАХ. СХЕМА СОЕДИНЕНИЯ ЭЛЕКТРОДОВ С ВЫВОДАМИ

В электрических схемах для изображения электронных ламп, так же как и для изображения других радиотехнических деталей, используются стандартные условные обозначения [Л. 1. 1] (рис. 1. 6). У диодов и триодов баллон обычно представляется окружностью, у многоэлектродных ламп — овалом приведенной на рисунке формы. Анод изображается короткой жирной чертой. Символы для катода различны в зависимости от его конструкции: для катода прямого накала — это тонкая дуга с двумя выводами, для катода косвенного накала — две

концентрические дуги, тонкая внутренняя с двумя выводами, представляющая подогреватель, и толстая внешняя с одним выводом, соответствующая непосредственно эмиттирующему телу. Сетка представляется тонкой штриховой линией в пространстве между изображениями анода и катода.

Для правильного включения лампы в схему необходимо знать, к какому вводу или штырьку присоединен тот или иной электрод. Для этого





а — с катодом прямого накала в октальным цоколем; б — с катодом косвенного накала и семи штырьковой плоской ножкой; 1, 2, 3, ... — по рядковые номера штырьков

в справочниках приводятся схемы соединения электродов с выводами, которые при наличии цоколя для краткости часто называют схемами цоколевки. У ламп со штырьками эти схемы обычно ймеют следующий вид (рис. 1. 7). Внутри окружности, представляющей баллон, изображены электроды лампы, по ее периферии в виде маленьких кружков — штырьки. Расположение кружков соответствует расположению штырьков на ножке или цоколе лампы. Штырькам и изображающим их кружкам для удобства монтажа схем присваиваются порядковые номера. Нумерация ведется по часовой стрелке, если на цоколь или ножку лампы смотреть со стороны штырьков; при этом учитываются и места, в которых штырек не установлен. Счет начинается с места нарушения симметрии: у плоских ножек — с большого интервала между штырьками, у октальных цоколей — от ключа. Положение ключа на схеме цоколевки обозначается дополнительным прямоугольником на периферии окружности.

У ламп с гибкими выводами схема соединения электродов с выводами иногда по виду несколько иная. Так как здесь ножка часто не содержит элементов асимметрии, то для выделения вывода, с которого начинается их нумерация, на ножке делается специальная индикаторная метка в виде цветного пятна или выступа на стекле.

§ 1.3. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЦЕПИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАМПЫ

Каждый электрод лампы, кроме катода, имеет свою электрическую цепь, которая по электроду называется анодной цепью, цепью 1-й сетки и т. д. Соответствующее название дается и току, протекающему по этой цепи, и напряжению, подаваемому по ней на электрод. У обычных типов ламп цепи всех электродов должны замыкаться через катод, так как он один является источником свободных электронов в системе электродов. Так как электроны в междуэлектродном пространстве движутся от катода к другим электродам и направление токов противоположно направлению движения электронов, то токи во внешних цепях электродов при отсутствии дефектов в лампе все идут в направлении от катода. Цепи электродов, кроме пассивных радиотехнических элементов (соп-



Рис. 1.8. Схема включения триода с общей точкой на катоде: а — с катодом косренного накала; б — с катодом прямого накала

ротивлений, контуров и т. д.), содержат источники напряжений, определяющие потенциалы электродов относительно катода. При отсчете потенциалов внутри лампы уровень потенциала катода принято считать за нуль.

Схемы включения электронных ламп различны в зависимости от их назначения. Общим в структуре всех схем является то, что цепи всех элект-

родов в конечном итоге должны сходиться у катода. Для большего удобства включения источников питания и облегчения борьбы с влиянием помех на работу схемы цепи всех электродов подводятся к одной и той же точке схемы, называемой о б щ е й. Она может не лежать на катоде непосредственно, а соединяться с ним через ряд радиотехнических элементов. Место общей точки определяется видом схемы; в большинстве случаев ее выбирают прямо на катоде (рис. 1, 8).

От цепей электродов отличается цепь для нагрева катода, называемая ц е п ь ю н а к а л а Величины, относящиеся к этой цепи, в дальнейшем будут обозначаться индексом «н» (напряжение накала $U_{\rm H}$, ток накала $I_{\rm R}$, мощность накала $P_{\rm H} = I_{\rm H}U_{\rm H}$). В зависимости от конструкции катода цепь накала может иметь или не иметь гальванической связи с цепями электродов и общей точкой. При катоде косвенного накала цепь накала независима от остальной схемы, так как подогреватель электрически изолирован от эмиттирующего тела (рис. 1. 8, *a*). Иначе дело обстоит при катоде прямого накала, где к одному из выводов подводится как напряжение накала, так и проводник, идущий от общей точки схемы (рис. 1, 8, 6). Это существенно влияет на распределение потенциала в междуэлектродном пространстве. У катода косвенного накала ток накала по эмиттирующему телу не проходит, и поэтому, если пренебречь незначительным падением напряжения, возникающим на нем за счет ухода электронов, потенциал на его поверхности во всех точках одинаковый, т. е. катод эквипотенциален. В связи с этим и разность потенциалов между ним и остальными электродами по всей его поверхности одна и та же. Катод прямого накала неэквипотенциален, так как по его длине за счет прохождения тока накала имеет место падение напряжения. Разность потенциалов между его концами равна напряжению накала. Вследствие этой неэквипотенциальности



Рис. 1.9. Влияние выбора общей точки схемы па разность потенциалов между электродами в лампе с катодом прямого накала:

а — схема включення: б — потенциальная диаграмма

разность потенциалов между катодом и остальными электродами не будет постоянной по длине катода, а среднее значение ее будет зависеть от того, к какому концу катода присоединена общая точка схемы. Если она присоединена к концу, имеющему более высокий потенциал, то разность потенциалов будет на величину напряжения накала больше, чем при присоединении к концу с более низким потенниалом. Поясним это на примере диода прямого накала, на который поданы анодное напряжение U_a и накала U_a. Схема включения с обоими вариантами соединения анодной и накальной цепей приведена на рис. 1.9, a; точка I соответствует концу катода с более отрицательным потенциалом; точка 2 - с болзе положительным. На рис. 1. 9, б для этих случаев приведен: потенциальная диаграмма лампы, в которой по горизонтали отложена развернутая длина катода l_и; переменной величиной по оси абсцисс служит расстояние от левого конца катода х. По вертикали отложен потенциал относительно общей точки схемы, принятый за нуль. Если считать, что по длине катода потенциал за счет прохождения тока накала меняется линейно, то линией 1-1 показано изменение потенциала вдоль катода при присоединении анодной цепи к точке 1, а линией 2-2-при присоединении ее к точке 2.

Если теперь на уровне U_a от оси абцисс провести горизонтальную линию (она соответствует потенциалу анода), то в первом варианте соединения разность потенциалов между анодом и катодом будет определяться расстоянием от этой линии до линии 1-1, во втором — до



Рис. 1.10. Движение электрона в равномерном электрическом поле

линии 2 - 2. Таким образом в лампе с катодом прямого накала при одном и том же анодном напряжении, подаваемом извне, в зависимости от точки присоединения анодной цепи к накалу, можно получить различные значения разности потенциалов между анодом и катодом. Для внесения однозначности в данные, характеризующие электрический режим работы ламп, существует договоренность, что общую точку схемы всегда присоединяют к отрицательному концу катода и что потенциал этого конца принипри отсчете потенмается за нуль циалов внутри лампы.

§ 1.4. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В РАВНОМЕРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ. ЭНЕРГИЯ И ВРЕМЯ ПРОЛЕТА ЭЛЕКТРОНОВ

Как уже указывалось, работа электронных ламп основана на использовании движения электронов под действием электрических и, реже, магнитных полей. В порядке подготовки к рассмотрению общей теории ламп разберем наиболее простой случай движения электронов: движение в равномерном электрическом поле Предположим, что имеем два бесконечно протяженных плоских, параллельных друг другу электрода, на которые подано постоянное напряжение (рис. 1.10). Пусть величина этого напряжения будет U_a, а расстояние между электродами — d. Тогда в междуэлектродном пространстве возникает электрическое поле с одинаковой везде напряженностью

$$E = U_a/d. \tag{1.1}$$

Пусть у поверхности отрицательного электрода находится электрон. На него действует сила поля

$$F = eE, \tag{1.2}$$

где e — заряд электрона. Так как у электрона заряд отрицательный, то сила F направлена навстречу вектору E, т. е. в сторону положительного электрода. Под действием этой силы электрон начинает двигаться к аноду. Так как сила F на всем пути электрона одинакова, то движение его будет равномерно ускоренным. Определим теперь кинетическую энергию, которую приобретает электрон на участке пути от плоскости на расстоянии x_1 до плоскости на расстоянии x_2 от отрицательного электрода. Если v_{x1} , v_{x2} — скорости электрона в плоскостях x_1 и x_2 соответственно, m — масса электрона, то прирост кинетической энергии на этом отрезке пути

$$\Delta W = \frac{m v_{x2}^2}{2} - \frac{m v_{x1}^2}{2}, \qquad (1.3)$$

Работа, совершаемая при этом полем для ускорения электрона

$$A=\int_{x_1}^{x_1}F\,dx,$$

с учетом (1. 2)

*

$$A = eE(x_2 - x_1).$$
 (1.4)

Если обозначить разность потенциалов между плоскостью x_i и отрицательным электродом U_{x1} и между плоскостью x_2 и отрицательным электродом U_{x2} и учесть, что

$$U_{x1} = Ex_1; \quad U_{x2} = Ex_2,$$

то (1. 4) можно записать в виде

$$A = e (U_{x^2} - U_{x1}). \tag{1.5}$$

По закону сохранения энергии $\Delta W = A$, откуда

$$\frac{mv_{x2}^2}{2} - \frac{mv_{x1}^2}{2} = e(U_{x2} - U_{x1}).$$
(1.6)

Таким образом, прирост кинетической энереии электрона пропорционален пройденной им разности потенциалов. Когда определяется кинетическая энергия, приобретенная электроном начиная от поверхности катода выражение (1. 6) упрощается, так как v_{x1} и U_{x1} равны нулю, и может быть записано в виде

$$\frac{m\sigma_x^2}{2} = eU_x. \tag{1.7}$$

До сих пор предполагалось, что электрон движется от мест с более низким потенциалом к местам с более высоким. Формулой (1. 6) можно пользоваться и тогда, когда электрон благодаря некоторой начальной скорости движется от мест с более высоким потенциалом к местам с более низким. Разница состоит лишь в том, что при этом он тормозится и теряет свою кинетическую энергию.

Уравнение (1. 6) дает возможность ввести особую, практически удобную единицу для энергии электронов. Потребность в такой единице вызвана тем, что в системе СИ единица энергии — джоуль очень велика по сравнению с энергиями, которые приобретают электроны в электронных лампах при применяемых обычно анодных напряжениях. Эта дополнительная единица энергии называется электрон в ольтом (эВ). Один электронвольт — это та энергия которую приобретает электрон, пройдя разность потенциалов в 1 В. Удобство при использовании этой единицы заключается в том, что энергия электрона получается численно равной пройденной им разности потенциалов. Соотношение между электронвольтом и джоулем следующее:

$$1 \text{ pB} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$
 (1.8)

Следует обратить внимание на то, что согласно (1. 6) кинетическая энергия, приобретенная электроном, зависит только от потенциалов в конечной и начальной точках его движения и не зависит от потенциалов в промежуточных точках его пути. Так, в частности, в лампе с сеткой энергия, с которой электрон прилетает к аноду, не зависит от сеточного напряжения Если, например, сеточное напряжение равно 100 В, анодное — 20 В, то у анода электрон имеет энергию 20 эВ. Объясняется это следующим образом: на пути от катода до сетки электрон приобретает энергию, равную 100 эВ, на пути от сетки до анода, где поле тормозящее он теряет 80 эВ, так что около анода у него остается 20 эВ.

Из (1. 7) можно получить выражение для скорости электрона на расстоянии х от катода

$$v_x = \sqrt{\frac{2eU_x}{m}},\tag{1.9}$$

откуда, после подстановки численных значений для е и т,

$$v_x = 5.93 \cdot 10^5 \sqrt{U_x} \,[\text{M/c}].$$
 (1.10)

Это выражение применимо до напряжений порядка нескольких десятков киловольт, когда величина v_x становится соизмеримой со скоростью распространения света.

Из (1. 10) следует, что скорости, с которыми движутся электроны, конечны, т. е. им требуется некоторое время, чтобы пройти расстояние от катода до анода лампы. Промежуток времени, который необходим электрону, чтобы пролететь от одного электрода до другого, называется в р е м е н е м п р о л е т а электрода до другого, называется в р е м е н е м п р о л е т а электро н а. Определим его величину для системы электродов, представленной на рис. 1. 10. Учитывая, что в данном случае движение электрона равномерно ускоренное, можно записать уравнение

$$d = \frac{1}{2}a\tau^2, \tag{1.11}$$

где τ — время пролета электрона; a — его ускорение; d — расстояние от катода до анода, т. е. путь, который электрон проходит за время τ .

Выразим *а* через анодное напряжение U_a. Согласно закону Ньютона

$$a = F/m. \tag{1.12}$$

Используя для F выражение (1. 2) и подставляя в него для E выражение (1. 1), уравнение (1. 12) можно записать в виде

$$a = \frac{g U_a}{md}, \qquad (1.13)$$

Если ввести это выражение в (1. 11) и выделить т, то получаем

$$\tau = 2 \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{d}{\sqrt{U_a}} \tag{1.14}$$

или, если для констант подставить их численные значения,

$$\tau = 3,36 \cdot 10^{-6} \frac{d}{\sqrt{U_a}}$$
 [с при $d - в м, U - в B$]. (1.15)

Отсюда следует, что т тем меньше, чем меньше расстояние между электродами и чем больше приложенное напряжение, т. е. чем больше скорость электрона.

Рассчитаем т для условий, близких к реальным, например, для d = 1 мм и $U_a = 100$ В. Тогда согласно (1. 15) $\tau = 3,36 \cdot 10^{-10}$ с. Эта величина, на первый взгляд, кажется небольшой. Сравним ее с длительностью периода колебаний T в области сверхвысоких частот. Вычислим T для колебания, соответствующего, например, длине волны $\lambda = 10$ см. Так как

$$\lambda = c/f, \tag{1.16}$$

где f — частота колебаний (Гц); c — скорость распространения элект ромагнитной энергии ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с), и

$$T = 1/f,$$
 (1.17)

то

$$T = \lambda/c. \tag{1.18}$$

Отсюда при $\lambda = 10$ см— $T = 3,33 \cdot 10^{-10}$ с, т. е. T и т получаются величинами одного порядка. Если напряжение такой частоты подано на айод лампы, то оно успевает за время движения электрона от катода до анода изменить свою полярность и электрическое поле в междуэлектродном пространстве превратиться из ускоряющего в тормозящее. Это нарушает нормальное движение электронов и приводит в конечном итоге к тому, что лампа перестает нормально работать. Время пролета, таким образом, является практически очень важной величиной, так как от него зависит предел частот, до которого можно использовать лампу.

§ 1.5. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ АНОДА

Если на анод лампы подано положительное напряжение U_a , электрон, летящий с катода, при достижении поверхности анода будет иметь кинетическую энергию, равную eU_a . При ударе об анод она передается кристаллической решетке материала анода и таким образом превращается в тепло. Как будет показано ниже, для сохранения работоспособности лампы важен вопрос, на сколько нагревается анод. Когда его температура в процессе нагрева становится выше температуры окружающей среды, он начинает отдавать тепловую энергию в прилегающее пространство; с ростом его температуры теплоотдача при этом увеличивается. Стационарное значение температуры установится на аноде тогда, когда отводимая от него тепловая мощность, называемая м о щ н о с т ь ю, р а с с е и в а е м о й а н о д о м, становится равной мощности, сообщаемой ему за счет электронной бомбардировки, т. е. когда

$$P_{a pac} = P_{a nog}, \qquad (1.19)$$

где $P_{a pac}$ — мощность, рассеиваемая анодом; $P_{a nog}$ — мощность, подводимая за счет электронной бомбардировки.

На диаграмме рис. 1. 11 показано, при каких условиях наступает тепловое равновесие на аноде. По оси абсцисс диаграммы отложена температура анода T_a , по оси ординат — мощность. Если за единицу времени на анод попадает *n* электронов, то

$$P_{a noa} = neU_{a}$$
.

Так как $ne = I_a$, то

$$P_{a \text{ noa}} = I_a U_a. \tag{1.20}$$

Величина $P_{a \text{ под}}$, таким образом, от T_a не зависит и в диаграмме изобразится горизонтальной прямой. $P_{a \text{ рас}}$ представляется возрастающей кривой, так как растет с T_a . Точка пересечения обеих линий, согласно



Рис. 1.11. К определению температуры анода: T_о — температура окружающей среды

условию (1.19), определяет температуру, устанавливающуюся на аноде. Чем больше мощность, рассеиваемая анодом, тем ниже при одной и той же подводимой мощности его температура.

Сильный нагрев анода во время работы лампы крайне вреден, так как это может привести к газовыделению с анода, а иногда и из других деталей лампы, когда они сильно нагреваются за счет излучения с анода. Одним из важнейших последствий газовыделения обычно является потеря катодом эмиссии за счет отравления и ионной бомбардировки. Поэтому во избежание преждевременного выхода ламп из строя температура анода не должна превышать некоторого предельного

значения, величина которого зависит от конструкции лампы, в первую очередь — от типа использованного катода. Так как каждой температуре анода при заданной конструкции лампы соответствует определенная мощность рассеивания, то для каждого типа ламп существует некоторое предельное значение мощности рассеивания, величину которого превышать нельзя. Предельно допустимая мощность, рассеиваемая анодом, Радоп является одним из важнейших предельных параметров ламп и эсегда приводится в их паспортах. Режим работы лампы необходимо выбирать таким, чтобы

$$I_a U_a < P_{a \text{ mon}}$$

Величина мощности, рассеиваемой анодом, и соответственно и значение $P_{a, \text{доп}}$, кроме конструкции лампы, определяется и видом охлаждения анода, котороз может быть:

а) естественным, т. е. за счет лучеиспускания и теплопроводности;
 б) искусственным, т. е. за счет омывания анода каким-либо тепло-

носителем. При *естествлином* охлаждении основную роль обычно играет лу-

чеиспускание; мощность, рассеиваемая анодом, в этом случае практически определяется законом Стефана — Больцмана

$$P_{a \text{ pac}} = F \varepsilon \sigma T_a^*, \tag{1.21}$$

где F— поверхность анода; є—степень черноты поверхности анода; σ— постоянная излучения.



Рис. 1.12. Мощные электронные лампы с принудительным охлаждением: а — воздухом; 6 — водол

Согласно (1.21) мощность, излучаемую анодом, можно увеличить или за счет увеличения его поверхности, например путем снабжения его ребрами, или за счет повышения степени его черноты, например

путем чернения. В большинстве конструкций ламп оба пути используются одновременно. При охлаждении излучением анод может находиться в вакууме, т. е. внутри баллона. Лучистая энергия свободно проходит через вакуум, а достигнув внешней оболочки, или проходит через нее дальше, если она для нее прозрачна, или поглоцается ею и передается во внешнюю среду за счет конвективного теплообмена. Охлаждение за счет лучеиспускания не особенно эффективно и поэтому может быть использовано только в лампах малой и частично средней мощности.

Для рассеивания больших мощностей применяется принудительное охлаждение, обычно воздухом или водой. Для того чтобы охлаждающую среду можно было подводить к аноду, он должен составлять часть внешней оболочки лампы. Внешний вид таких ламп зависит от того, какая охлаждающая среда используется. При воздушном охлаждении для увеличения теплоотдачи анод снабжается радиатором (рис. 1.12, *a*), при водяном — помещается в бак с проточной водой (рис. 1. 12, *b*).

За счет электронной бомбардировки в лампе будет греться не только анод, но и любой другой электрод, работающий при положительных потенциалах. Поэтому в паспортах ламп, имеющих сетки с положительным потенциалом, кроме предельной мощности, рассеиваемой анодом, указываются предельные мощности, рассеиваемые этими сетками.

§ 1.6. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

Простейшим режимом работы электронных ламп является *статический*. Это режим, в котором на все электроды лампы подаются только напряжения постоянного тока и в анодной цепи не содержится какихлибо сопротивлений нагрузки. В связи с отсутствием нагрузки падение напряжения между анодом и катодом лампы U_a в этом случае совпадает с напряжением источника анодного питания E_a (рис. 1.13, *a*)

$$U_a = E_a, \tag{1.22}$$

Основные характеристики и параметры ламп связаны со статическим режимом. Характеристики и параметры, определяемые в этом режиме, называются с т а т и ч е с к и м и. Большинство электрических данных ламп, приводимых в справочниках, относятся к статическому режиму.

Как следует из определения, статический режим характеризуется двумя особенностями: питанием лампы напряжением постоянного тока и отсутствием анодной нагрузки. С точки зрения наличия нагрузки статическому режиму противостоит рабочий. Под рабочим режимом понимают режим работы лампы, когда в анодную цепь включена нагрузка. В качестве нагрузки в большинстве случаев используется активное сопротивление или колебательный контур. В рабочем режиме падение напряжения на лампе отличается от напряжения источ-

ника анодного питания на величину падения напряжения на нагрузке. В случае активной нагрузки R_a (рис. 1.13, 6)

$$E_{\rm a} = U_{\rm a} + I_{\rm a} R_{\rm a} \tag{1.23}$$

или

$$U_a = E_a - I_a R_a, \qquad (1.24)$$

т. е. при заданном значении E_a величина U_a имеет различные значения в зависимости от значения I_a ; при статическом режиме U_a от I_a не зависит. Характеристики и параметры ламп, относящиеся к условиям рабочего режима, называются рабочими.



Рис. 1.13. Схема включения триода: а — в статическом режиме; б — в рабочем режиме

Кроме постоянных напряжений в электрических схемах на электроды ламп могут подаваться переменные. По виду напряжений электродов статическому режиму работы лампы противостоит динамический. Это режим, в котором напряжение хотя бы одного электрода переменное или содержит переменную составляющую. Практически электронные лампы почти всегда работают в динамическом режиме. В этом режиме мгновенное значение анодного тока за счет конечной величины времени пролета электронов в принципе не соответствует значению напряжений на электродах в тот же момент времени. В отличие от статического режима ток через вакуумный промежуток здесь не определяется однозначно величиной напряжений на электродах, но и зависит еще от частоты. Несоответствие между токами и напряжениями становится особенно значительным при высоких частотах, когда время пролета электронов уже сравнимо с длительностью периода переменных напряжений. В большинстве случаев в схемах с лампами, однако, имеют дело с относительно медленно меняющимися напряжениями, при которых за время пролета электрона значение напряжений практически остается постоянным. Тогда в каждый момент времени соотношения между токами и напряжениями будут такими же, как в статическом режиме. Динамический режим при медленных изменениях приложенных напряжений принято называть квазистатическим Можно считать, что до длин волн 1-3м (в зависимости от конструкции

лампы), т. е. при частотах меньше 100—300 МГц, лампы работают в квазистатическом режиме. Далее работа ламп в основном рассматривается в статическом и квазистатическом режимах.

В литературе иногда нечетко пользуются терминологией, касающейся режимов работы ламп, и рабочий режим называют динамическим.

По характеру работы ламп во времени различают режим непрерывной работы и импульсный режим. В непрерывном режиме через лампу



Рис. 1.14. Анодный ток лампы в импульсном режиме

протекает ток в течение всего времени работы ралиотехнического устройства, в котором она используется Импульсный peжим отличается тем, что при непрерывной работе устройсьва сама лампа работает прерывисто: нужное для работы анодное или напряжение на сеточное нее подается периодически короткий промежуток на времени. что ток Tak

через нее протекает отдельными толчками — импульсами (рис. 1. 14). Используемые в практике длительности импульсов колеблются в широких пределах — от долей микросекунды до десятков миллисекунд. Длительность перерыва (пауза) между импульсами может в тысячи раз превышать длительность самого импульса. Особенность импульсного режима по сравнению с непрерывным состоит в том, что во время импульса плотность снимаемого с катода электронного потока очень велика.

§ 1.7. КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

Для того чтобы составить себе представление о многообразии используемых в настоящее время электронных ламп, рассмотрим их классификацию. Ее можно произвести по следующим признакам.

1. По количеству электродов. Используются системы электродов с числом электродов от двух до восьми. В зависимости от их числа различают:

диоды — лампы с двумя электродами: катодом и анодом;

триоды — лампы с тремя электродами: катодом анодом и одной сеткой;

тетроды — лампы с четырьмя электродами: катодом, анодом и двумя сетками;

пентоды — лампы с пятью электродами катодом, анодом и тремя сетками;

гексоды — лампы с шестью электродами: катодом, анодом и четырьмя сетками; гептоды — лампы с семью электродами: катодом, анодом и пятью сетками;

октоды — лампы с восьмью электродами: катодом, анодом и шестью сетками.

Первый слог наименований соответствует древнегреческому названию числа, равного количеству электродов.

2. По виду преобразования электрической энергии, для которого они предназначены. По этому признаку их делят на:

 а) выпрямительные—для преобразования энергии переменного тока в энергию постоянного тока;

б) генераторные — для преобразования энергии постоянного тока в энергию переменного тока обычно синусоидальной формы и высокой или сверхвысокой частоты;

в) усилительные — для преобразования энергии постоянного тока в энергию переменного тока формы усиливаемого сигнала;

г) частотопреобразовательные — для преобразования энергии переменного тока одной частоты в энергию переменного тока другой частоты.

3. По мощности. За критерий мощности лампы обычно принимают наибольшую допустимую мощность, продолжительно рассеиваемую анодом. Но эта мощность не является той полезной мощностью, которую можно получить на нагрузке в анодной цепи лампы, а представляет собой потерю, так как соответствующая ей энергия превращается в тепло и тем самым дальше в электрической схеме использована быть не может. Полезная мощность не может служить критерием классификации ламп, так как она зависит не только от конструкции лампы, как предельно допустимая мощность рассеивания, но и от схемы, в которой лампа работает. Величины обеих мощностей, однако связаны друг с другом: чем больше допустимая мощность рассеивания, тем большую полезную мощность можно получить на нагрузке.

По величине допустимой мощности, рассеиваемой анодом, лампы делятся на следующие группы:

а) лампы малой мощности ($P_{a \text{ доп}} < 25 \text{ Br}$); так как они в большинстве случаев используются в усилителях и радиоприемниках, то их обычно называют приемно-усилительны ми. Напряжения электродов у них, как правило, не более 300 В, а токи — не более 100 мА;

б) лампы средней мощности (P_{а доп} — в пределах 25 — 1000 Вт); увеличение мощности по сравнению с маломощными лампами здесь достигается как за счет увеличения тока через лампу, так и за счет повышения анодного напряжения;

в) лампы большей мощности (P_{а доп} > 1000 Вт); здесь токи в рабочих условиях могут составлять десятки ампер, а напряжения доходить до 30 кВ. Верхний предел значения P_{а доп} для одной лампы в настоящее время практически составляет 500 кВт. Когда требуются бо́лышие мощности, включают несколько ламп параллельно.

Деление ламп на группы по мощности связано с тем, что их конструкция в значительной степени зависит от величины токов и напря-

жений. Так, например, в лампах малой мощности почти исключительно используются оксидные катоды, а в лампах средней мощности в связи с более высокими анодными напряжениями — во многих случаях уже карбидированные катоды. Другой пример: в лампах малой и средней мощности можно ограничиться охлаждением анода за счет лучеиспускания и помещать анод внутри баллона; в мощных же лампах необходимо принудительное охлаждение и поэтому применяется конструкция с наружным анодом.

4. По рабочему диапазону частот. Диапазон частот, используемых в радиотехнике, делится на две части:

а) низкие частоты (f < 20 кГц);

б) радиочастоты (f > 20 кГц).

Область низких частот охватывает диапазон звуковых колебаний. Поэтому частоты переменных напряжений, возникающих при передаче звука, относятся к области низких частот.

Радиочастоты соответствуют частоте несущего тока в радиосигналах. Они в свою очередь делятся на:

 а) высокие частоты (f = 20 кГц — 30 МГц), которые с переходом с частот на длины волн далее подразделяются на следующие диапазоны волн:

длинных волн ($\lambda = 15\ 000 - 1000$ м, что соответствует f = 20 кГц - 0.3 МГц).

средних волн ($\lambda = 1000 - 100$ м, f = 0.3 - 3 МГц),

коротких волн ($\lambda = 100 - 10$ м, f = 3 - 30 МГц);

б) сверхвысокие частоты (f > 30 МГц, $\lambda < 10$ м) с дальнейшим делением на диапазоны:

метровых волн ($\lambda = 10 - 1$ м, f = 30-300 МГц),

дециметровых волн ($\lambda = 1-0,1$ м f = 300-3000 МГц),

сантиметровых волн ($\lambda < 0,1$ м, f > 3000 МГц).

На длинах волн короче 3 см электронные лампы на настоящем этапе развития практически не работают. Волны метрового диапазона называют также ультракороткими.

Приведенное деление частот на диапазоны вызвано тем, что условия распространения соответствующих волн как в пространстве, так и по проводникам сильно зависят от длины волны. Так как эти условия влияют и на конструкцию электронных ламп, то аналогичное деление применяется и для них. В связи с этим по рабочему диапазону частот различают следующие группы ламп: низкочастотные, высокочастотные, ультракоротковолновые, для дециметровых или сантиметровых волн. Наибольшая частота, на которой могут работать лампы той или иной группы, совпадает с верхней границей соответствующего диапазона частот.

Лампы классифицируют и по внешнему оформлению (стеклянные, металлические, керамические, миниатюрные и т. д.) и режиму работы (лампы непрерывного или импульсного действия).

Есть группы электронных ламп, которые не охватываются приведенной классификацией. Это, например, механотроны — лампы, служащие для преобразования механической энергии в электрическую.

§ 1.8. УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ ТИПОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

Для каждого типа ламп существует условное обозначение или, как его называют в практике, маркировка. Система условных обозначений регламентируется общесоюзным стандартом [Л. 1. 2]. Она базируется на классификации, приведенной в предыдущем параграфе. Условные обозначения состоят из четырех элементов, которыми могут быть буквы или числа, а также группы букв или чисел. Эти элементы и соответственно вид условного обозначения различны для ламп малой мощности, относящихся к приемно-усилительным, и ламп средней и большой мощности, основное количество которых составляют лампы генераторные. Выдержка из стандарта с расшифровкой всех элементов условных обозначений для различных групп ламп дана в приложении П1. 1. Там же приведены примеры условных обозначений.

ГЛАВА 2

ДВУХЭЛЕКТРОДНЫЕ ЛАМПЫ

§ 2.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ДИОДЕ

Основной зависимостью, определяющей работу диода, является зависимость анодного тока I_a от анодного напряжения U_a

$$I_{\rm a} = f(U_{\rm a}).$$

Эта зависимость называется анодной, вольт-амперной или просто х а рактеристикой диода. Теоретически она имеет следующий



Рис. 2.1. Характеристика днода: ¹ — область начального тока; 11 — область напространственного заряда; 111 — область насъщения



Рис. 2.2. Распределение потенциала в плоском диоде при холодном катоде (1) и при горячем катоде и значении U₈, соответствующем области пространственного заряда (2)

ход (рис. 2.1): анодный ток появляется при небольших отрицательных анодных напряжениях, при переходе к положительным значениям он быстро растет и при больших U_a принимает постоянное значение.

Для разбора хода этой кривой рассмотрим распределение потенциала между анодом и катодом диода с плоской системой электродов

и эквипотенциальным катодом (рис. 2.2). Текущую координату расстояния, считая от поверхности катода, обозначим через х. Ha рисунке по оси абсцисс будем откладывать значение х. a no оси ординат — положительные потенциалы по к катоду. отношению принимается 38 нуль. Если катода на Потенциал

анод подать напряжение при «холодной» лампе, т. е. не включая напряжения накала, то распределение потенциала будет линейным (рис. 2.2, кривая 1). Если теперь нагреть катод, то из него станут выходить электроны с начальными соответствующими скоростями, максвелловскому закону распределения скоростей, которые создадут в междуэлектродном пространстве отрицательный пространственный заряд. Это приводит к понижению потенциала пространства по сравнению с потенциалом в «холодной» лампе. В результате, кривая распределения потенциала становится нелинейной и прогибается вниз.

В зависимости от величины поданного анодного напряжения кривая распределения потенциала может быть трех различных видов (рис. 2.3).

I. При отрицательных анодных напряжениях, меньших некоторого граничного значения $U'_{\rm arp}$, потенциал от катода к аноду моно-





тонно падает (кривая 1). Наклоны касательных, т. е. градиенты потенциада у поверхности катода и анода — отрицательны. С уменьшением отрицательного значения U_a градиенты уменьшаются. Градиент у анода всегда меньше градиента у катода. При граничном значении U_a ($U_a = U'_{a rp}$) градиент потенциала у анода становится равным нулю (кривая 2).

2. При малых отрицательных анодных напряжениях $(U_{a\,rp} < U_{a} < 0)$ и положительных, меньших некоторого граничного значения $U_{a\,rp}$, у кривой распределения потенциала имеется минимум, который по мере роста U_{a} становится менее глубоким и приближается к поверхности катода (кривые 3, 4, 5). Координаты этого минимума в дальнейшем будут обозначаться через x_m и U_m (см. рис. 2.2). Под U_m понимается алгебраическое значение потенциала в минимуме, т. е. U_m — отрицательная величина. Градиенты потенциала у поверхностей анода и катода теперь имеют противоположный знак. С ростом U_a отрицательный градиент потенциала у поверхности катода

уменьшается и при $U_a = U'_{a\,rp}$ становится равным нулю (кривая 6). 3. $U_a > U'_{a\,rp}$ кривая распределения потенциала — монотонно растущая (кривая 7).

Одновременно с изменением характера кривой распределения потенциала при переходе U_a из одной области значений в другую изменятся и характер движения электронов в междуэлектродном пространстве.

1. При $U_a < U'_{a \, rp}$, т. е. когда потенциал от катода к аноду монотонно падает, электрическое поле оказывает на летящие к аноду электроны тормозящее действие. При этом их движение происходит только за счет нормальной составляющей v_0 начальных скоростей, которые они имеют при выходе из катода. Долететь до анода могут лишь те электроны, у которых

$$\frac{mv_0^2}{2} \ge e |U_a|.$$

 При U'_{атр} < U_a < U'_{атр}, т. е. когда кривая распределения потенциала имеет минимум, электроны от катода до минимума движутся в тормозящем поле, от минимума до анода — в ускоряющем. В результате этого электроны, выходящие из катода, делятся на две группы: а) электроны, у которых нормальная составляющая начальной скорости недостаточна для преодоления минимума потенциала, т. е. у которых

 $\frac{mv_0^2}{2} < e |U_m|.$

Эти электроны, не дойдя до минимума, возвращаются на катод и в токопрохождении не участвуют (см. рис. 2.2, траектория *a*); б) электроны, у которых

$$\frac{mv_0^2}{2} \geqslant e |U_m|.$$

Эти электроны в состоянии преодолеть минимум потенциала и все доходят до анода (см. рис. 2.2, траектория б).

3. При $U_a > U'_{a\,rp}$, когда поле на всем протяжении от катода до анода ускоряющее; все электроны, выходящие из катода, доходят до анода.

В каждом из этих случаев зависимость анодного тока от анодного напряжения, очевидно, будет другой. Соответственно нужно различать три области характеристики диода (см. рис. 2.1).

1. Область начального тока или просто начальную область, соответствующую отрицательным значениям U_{a} , меньшим, чем $U'_{a rp}$. Здесь анодный ток составляют те электроны, которые благодаря своей начальной энергии в состоянии преодолеть тормозящее действие анодного напряжения. В этой области ток, таким образом, ограничивается величиной анодного напряжения.

II. Область пространственного заряда, простирающуюся от малых отрицательных значений U_a ($U_a = U'_{a rp}$) до положительных, равных $U'_{a rp}$. Здесь анодный ток составляют электроны, которые благодаря своей начальной скорости способны преодолеть минимум потенциала, возникающий перед катодом за счет пространственного заряда. Таким образом здесь ток ограничивается величиной пространственного заряда.

111. Область насыщения, когда значение U_a больше U_{arp}^* . Здесь все электроны, выходящие из катода, долетают до анода, и поэтому анодный ток не должен зависеть от U_a . Ток, устанавливающийся в этом режиме, соответственно называется то ком насыщения $(I_{a hac})$, а напряжение, при котором имеет место переход из режима пространственного заряда в режим насыщения, — напряжени ем насыщения

$$U_{\rm a \, Hac} = U_{\rm a \, rp}$$
.

В области насыщения анодный ток ограничивается температурой катода, так как ток насыщения равен току эмиссии катода.

§ 2.2. РАСЧЕТ СТАТИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА

На трех участках характеристики, рассмотренных ранее, выражения для зависимости I_a от U_a будут различны. Так как характер токопрохождения определяется формой электрического поля в междуэлектродном пространстве, то выражения для отдельных участков



Рис. 2.4. Основные конфигурации систем электродов диодов: а — плоская система; б — цилиндрическая система; К — катод; — а — плоская система; К — катод;

характеристики будут зависеть и от конфигурации системы электродов. Ограничимся рассмотрением основных видов систем электродов: плоской, в которой анод и катод представляют собой две параллельные плоскости (рис. 2.4,*a*), и цилиндрической, состоящей из двух коаксиальных цилиндров, из которых внутренний — катод (рис. 2.4,*6*).

Краевые эффекты учитываться не будут, т. е. предполагается, что электроды бесконечно протяженны.

Ниже зависимость I_a от U_a будет рассмотрена для двух случаев: сначала в предположении, что начальные скорости электронов, выходящих из катода, равны нулю, затем с учетом начальных скоростей. Первый случай не соответствует реальным условиям, так как известно, что электроны, вышедшие из катода, имеют начальные скорости. Рассмотрение этого случая все же оправдано в связи с тем, что он приводит к простому выражению для уравнения характеристики, с зависимостью I_a от U_a в явном виде; во втором случае этого получить не удается. Этим уравнением можно пользоваться как первым приближением, удобным при качественном рассмотрении вопросов; при определенных условиях, часто встречающихся в практике, оно дает незначительную ошибку по сравнению с расчетом с учетом начальных скоростей.

2.2.1. Характеристика плоского диода без учета начальных скоростей электронов. Закон степени 3/2

Если считать начальные скорости электронов равными нулю, то в характеристике отсутствует начальная область; имеются только области пространственного заряда и насыщения (рис. 2.5). В области пространственного заряда у кривой потенциала в пространстве между электродами нет минимума, а имеется лишь горизонтальная касательная у поверхности катода, независимо от значения тока (рис. 2.6).



Рис. 2.5. Характеристика диода без учета начальных скоростей электронов: /- область пространственного заряда; // - область насыщения



Рис. 2.6. Распределение потенциала в плоском диоде:

1 — пря горячем катоде, но без учета начальных скоростей электронов, в U_a, соответствующем области пространственного заряда; 2 — при колодном катоде

Такое распределение потенциала можно рассматривать как частный случай, когда минимум лежит на поверхности катода.

Отсутствие градиента поля у поверхности катода в области подъема характеристики при нулевых начальных скоростях обусловлено сле-

дующим. С одной стороны, если бы перед катодом имелся минимум потенциала с отрицательным значением потенциала, то ни один электрон при отсутствии начальных скоростей не смог бы попасть на анод, и анодный ток был бы равен нулю. С другой стороны, если бы градиент потенциала во всем пространстве между электродами был положительным, то наступал бы сразу режим насыщения. Поэтому нарастание тока от нуля до насыщения может произойти только в промежуточном случае, т. е. когда у поверхности катода градиент поля равен нулю.

Рассмотрим уравнение характеристики в области пространственного заряда. Для плоской системы электродов, находящейся в вакууме, поле в междуэлектродном пространстве при наличии в нем объемного заряда описывается уравнением Пуассона вида [Л.2.1]

$$\frac{d^2 U_x}{dx^2} = -\frac{\rho_x}{\varepsilon_0}, \qquad (2.1)$$

где x — текущая координата расстояния от поверхности катода, м; U_x — разность потенциалов между плоскостью на расстоянии x от катода и поверхностью катода, B; ρ_x — плотность пространственного заряда в плоскости x [K/м³]; ε_0 — электрическая постоянная, равная

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \left[\Phi/\mathrm{M} \right]. \tag{2.2}$$

В (2.1) фигурирует лишь одна пространственная координата (x), так как поле в данном случае одномерное. Решение этого уравнения дает

$$U_{x} = \left(\frac{9}{4} \sqrt[7]{\frac{m}{2e}} - \frac{1}{\epsilon_{0}}\right)^{2/s} j^{2/s} x^{4/s}, \qquad (2.3)$$

где j — плотность тока в междуэлектродном пространстве (индекс x здесь опущен, так как плотность тока при плоской системе электродов во всех поперечных сечениях междуэлектродного пространства одна и та же; предполагается, что в рассматриваемом пространстве отсутствуют дополнительные источники электронов).

Уравнение (2.3) выводится из (2.1) двукратным интегрированием; при этом постоянные интегрирования определяются из следующих двух граничных условий, относящихся к поверхности катода:

а) потенциал катода принимается за нуль: $x = 0; U_x = 0;$

б) у поверхности катода градиент потенциала — нуль: x = 0, $dU_x/dx = 0$.

Учитывая, что $j = -\rho_x v_x$, где v_x – скорость электронов в плоскости x, и

$$v_x = \sqrt{\frac{2e}{m}U_x},$$

получаем

$$p_x = -\frac{1}{\sqrt{\frac{2e}{m}U_x}}.$$
(2.4)

Подстановка (2.4) в (2.1) дает

$$\frac{d^2 U_x}{dx^2} = \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{J}{e_0} U_x^{-i/s}.$$

Умножая обе части уравнения на $2 \frac{dU_x}{dx}$ и учитывая, что

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{dU_x}{dx}\right)^2 = 2 \frac{dU_x}{dx} \cdot \frac{d^2U_x}{dx^2},$$

получаем после интегрирования:

$$\left(\frac{dU_x}{dx}\right)^2 = 4 \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{l}{e_0} U_x^{1/2} + C_1,$$
 (2.46)

(2.4a

где C_1 — постоянная интегрирования.

Из граничных условий а) и б) следует, что $C_1 = 0$. Извлекая квадратный корень из обеих частей уравнения и деля переменные, находим

$$U_x^{-1/*} \, dU_x = 2 \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/*} \left(\frac{j}{e_0}\right)^{1/*} dx,$$

откуда, после интегрирования,

$$\frac{4}{3}U_{x}^{*/4} = 2\left(\frac{m}{2e}\right)^{1/4}\left(\frac{1}{e_{0}}\right)^{1/4}x + C_{2}.$$
 (2.4B)

Из граничного условия а) находим, что $C_2 = 0$. Тогда отсюда непосредственно вытекает (2.3).

Из (2.3)

$$I = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left[\sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{1}{x^2} U_x^{s/s} \right].$$
 (2.5)

Если написать (2.5) для плоскости анода ($x = d_{ak}$, $U_x = U_a$), то получается уравнение для плотности анодного тока, известное под названием закона степени 3/2 (по степени при U_a)

$$J_{a} = \frac{4}{9} \varepsilon_{0} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{1}{d_{ax}^{2}} U_{a}^{*/a}, \qquad (2.6)$$

Индекс «а» при *j* добавлен лишь для единообразия в обозначениях; по существу он не нужен, так как плотность тока в плоском диоде во всем междуэлектродном пространстве одинакова.

В системе СИ

$$\frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2s}{m}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \left[\text{A/B}^{s_{f_a}} \right].$$
(2.7)

Тогда (2.6) можно записать в виде

$$J_{a} = 2,33 \cdot 10^{-9} \frac{1}{d_{ax}^{2}} U_{a}^{9/2} [A/см^{3} при d_{ax} - в см].$$
 (2.8)

Ток в целом, т. е. ток, приходящийся на всю поверхность анода,

$$I_{a} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F_{a}}{d_{ax}^{2}} U_{a}^{*/*} [A], \qquad (2.9)$$

где F_a — поверхность анода.

Выражение 2.33-10⁻⁶ $\frac{F_a}{d_{ak}^3}$, стоящее при U_a и зависящее только от конструкции лампы, в дальнейшем будем обозначать буквой G

$$G = 2.33 \cdot 10^{-8} \frac{P_a}{d_{ax}^2} \left[\text{A/B}^{*/*} \right].$$
 (2.10)

Величина С называется первеансом лампы [Л.2.2].

Пользуясь обозначением (2.10), уравнение (2.9) можно записать в виде

$$I_{a} = G U_{a}^{\prime \prime a} \,. \tag{2.11}$$

Из закона степени 3/2 следует, что в режиме пространственного заряда связь между I_a и U_a — нелинейная. Это играет важную роль при использовании электронных ламп.

Для анализа условий работы лампы необходимо знать, как на пути движения электронов от катода к аноду изменяются потенциал пространства U_x , напряженность электрического поля E_x , скорость электрона v_x и плотность пространственного заряда ρ_x . Для случая, когда пренебрегают начальными скоростями электронов, эти зависимости указать легко. Разделив (2.5) на (2.6) и возведя полученное отношение в степень 2/3, получаем для распределения потенциала

$$\frac{U_x}{U_a} = \left(\frac{x}{d_{ak}}\right)^{4/a},$$
(2.12)

Напряженность электрического поля на расстоянии х от катода

$$E_x = \frac{dU_x}{dx}.$$

Дифференцирование (2.12) дает

2-286

$$E_{x} = \frac{4}{3} \cdot \frac{U_{a}}{d_{ax}^{t/s}} x^{t/s} .$$
 (2.13)

У поверхности анода ($x = d_{ax}, E_x = E_a$)

$$E_a = \frac{4}{3} \cdot \frac{U_a}{d_{ak}}.$$
 (2.14)

В «холодной» лампе тех же размеров напряженность поля у поверхности анода, согласно рис. 2.6, будет

$$E_{a \text{ xon}} = U_a / d_{ak}. \tag{2.15}$$



Из формул (2.14) и (2.15) следует, что напряженность поля у анода при наличии пространственного заряда на 1/3 больше, чем в «холодной» лампе.

Разделив (2.13) на (2.14), находим

$$E_x / E_a = (x / d_{ab})^{1/a}. \tag{2.16}$$

Аналогично получаем для скорости электрона на основании (1.9)

$$v_x/v_a = (U_x/U_a)^{1/a} = (x/d_{ak})^{2/a}$$
 (2.17)

и для плотности пространственного заряда согласно (2.4)

$$p_{x}/p_{a} = (U_{x}/U_{a})^{-1/a} = (x/d_{aR})^{-3/a}, \qquad (2.18)$$

Согласно (2.18) плотность пространственного заряда у поверхности катода (x = 0) становится бесконечно большой. Этот физически нереальный результат является следствием сделанной здесь физически нереальной предпосылки, что начальные скорости электронов равны нулю.

Зависимости (2.12), (2.16), (2.17) и (2.18) в безразмерных координатах показаны на рис. 2.7. При их построении нужно иметь в виду, что функции вида $y = x^n$ при n = 1 дают наклонную прямую, при n > 1 — кривую, выпуклую в сторону оси абсцисс, т. е. вниз, при n < 1 — кривую, выпуклую в противоположную сторону, и что при x = 1 подобные степенные функции при любом значении показателя степени проходят через точку с координатами 1; 1.

Интерес представляет также время пролета электронов при наличии пространственного заряда. В общем случае оно определяется как

 $\tau = \int_{0}^{\tau} dt, \qquad (2.19)$

где *dt* — промежуток времени, за который электрон проходит отрезок пути *dx*. Из

$$v_r = dx/dt$$

следует, что

$$dt = dx/v_x$$

Далее, подставив для v_x уравнение (2.17), получим

$$dt=\frac{d_{ax}^{1/2}}{v_3}x^{-s/2}\,dx.$$

Тогда согласно (2.19)

$$\tau = \frac{d_{ak}^{2/s}}{v_a} \int_{x=0}^{d_{ak}} x^{-z_{f_a}} dx = 3 \frac{d_{ak}}{v_a}.$$

Подстановка $v_a = \sqrt{\frac{2e}{m}} U_a$ дает окончательно $\tau = 3 \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{d_{aR}}{\sqrt{U_a}} = 5,06 \cdot 10^{-6} \frac{d_{aR}}{\sqrt{U_a}}$ [с, если $d_{aR} - H$ M]. (2.20)

Сравнение (2.20) с (1.14) показывает, что время пролета в этом случае в 1,5 раза больше, чем в «холодной» лампе. Это объясняется тем, что в междуэлектродном пространстве при наличии пространственного заряда потенциалы и, соответственно, скорости электронов во всех точках меньше, чем при его отсутствии (см. рис. 2.6).

В области насыщения характеристика диода—горизонтальная линия,



Рис. 2.7. Распределение потенциала (U_x) , напряженности поля (Er). скорости электронов (v_r) и плотности пространственного **варяда** (р_x) в междуэлектродном пространстве плоского диода без учета начальных скоростей электронов.

Кривые даны в нормированном виде. Величины с индексом к относятся к текущей координа те расстояния, с индексом а — к поверхности анода так как здесь анодный ток при любых значениях U_a равен току эмиссии катода. Зная ток насыщения I_a наст можно, пользуясь законом степени 3/2, вычислить напряжение насыщения

$$U_{a \text{ Hac}} = \frac{1}{G^{s/s}} I_{a \text{ Hac}}^{s/s}.$$
 (2.21)

Если не учитывать начальных скоростей электронов, температура катода T_{κ} влияет на ход, характеристик только в области насыщения: с ростом T_{κ} увеличиваются значения $I_{s \text{ нас}}$ и $U_{s \text{ нвс}}$. В области пространственного заряда характеристики при разных значениях T_{κ} совпадают, так как T_{κ} в законе степени 3/2 не фигурирует. Характеристики диода при разных T_{κ} даны на рис. 2.8.





2.2.2. Характеристика цилиндрического диода без учета начальных скоростей электронов

В системе электродов, состоящей из двух коаксиальных цилиндров, потенциал при холодном катоде изменяется между электродами не линейно, как в плоском случае, а по логарифмическому закону. Если катодом является внутренний цилиндр, а анодом — внешний, то потенциал на расстоянии *г* от оси, при потенциале катода, равном нулю, выражается как

$$U_r = U_a \frac{\ln (r/r_{\rm K})}{\ln (r_a/r_{\rm K})},$$
 (2.22)

где r_a , $r_{\rm w}$ — радиусы анода и катода соответственно. Зависимость $U_f/U_a = f(r/r_{\rm w})$ представлена на рис. 2.10 кривой, обозначенной $(U_f/U_a)_{\rm xon}$.

Разные кривые распределения потенциала в междуэлектродном пространстве дают различные выражения для коэффициента G в законе степени 3/2. Интегрирование уравнения Пуассона в цилиндрических координатах приводит в случае цилиндрических электродов к выражению для анодного тока [Л.2.1]:

$$I_{a} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F_{a}}{r_{a}^{2} \beta^{2}} U_{a}^{s/s} [\text{\AA}]$$
(2.23)

и отсюда для первеанса

$$G = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F_a}{r_a^2 \beta^2} \left[A/B^{6/2} \right], \qquad (2.24)$$

где F_a — поверхность анода; β² — функция от отношения r_a/r_н. Для вывода формулы (2.23) запишем уравнение Пуассона в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial^2 U_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial r} = -\frac{\rho_r}{\varepsilon_0}, \qquad (2.25)^{-1}$$

где $\rho_{,}$ — плотность пространственного заряда на расстоянии r от оси системы.

Здесь, в отличие от плоской системы электродов, плотность тока в междуэлектродном пространстве не постоянна, а меняется со значением *r*. Независим от *r* здесь только суммарный ток на единицу длины системы *i*, который равен

$$i = -2\pi r \rho_r v_r$$

откуда аналогично (2.4)

$$= -\frac{1}{2\pi r \sqrt{\frac{2e}{m} U_r}}$$

p,
Подставляя это выражение в исходное уравнение и умножая одно. временно обе его части на $r \sqrt{U_r}$, получаем

$$rU_r^{1/s} \frac{\partial^2 U_r}{\partial r^2} + U_r^{1/s} \frac{\partial U_r}{\partial r} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}} \frac{t}{\varepsilon_0}.$$
 (2.25a)

По аналогии с плоской системой, где согласно выражению (2.12) $U_x = cx^{4/3}$, будем искать решение этого уравнения в виде

$$U_{r} = Cr^{*}, \qquad (2.256)$$

где C и a — постоянные величины.

При подстановке этого выражения в (2.25а) после простых преобразований получаем

$$C^{s_{1_{2}}}r^{\frac{3}{2}\alpha-1}\alpha^{2} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{m}{2e}}\frac{t}{e_{0}}$$
. (2.25B)

Так как правая часть этого уравнения не зависит от r, то и левая не должна от него зависеть. Следовательно, $\frac{3}{2}a - 1 = 0$, или a = 2/3. Тогда согласно (2.256)

$$C = \frac{U_r}{r^{2/s}}.$$

Подставляя далее полученные значения для C и а и используя одновременно граничные условия, относящиеся к поверхности анода $(r = r_a, U_r = U_a, i = i_a)$, из (2.25в) следует, что

$$l_{a} = \frac{4}{9} 2\pi \varepsilon_{0} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{1}{r_{a}} U_{a}^{*/a}$$

Если с анодного тока на единицу длины системы *i*_a перейти к анодному току *I*_a в системе длиной *l*, то, учитывая (2.7), получаем

$$I_{a} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F_{a}}{r_{a}^{2}} U_{a}^{s/a}, \qquad (2.25r)$$

где $F_{\rm a} = 2\pi r_{\rm a} l$ — поверхность анода.

Уравнение (2.25г) по виду подобно выражению (2.9) для плоских электродов. Однако при цилиндрических электродах оно не соответствует общему решению уравнения Пуассона, так как при его выводе были использованы граничные условия только на аноде. Проверка показывает, что решение (2.25б) не удовлетворяет этим условиям, согласно которым при $r = r_{\rm R}$ должно получаться $\partial U_r/\partial r = 0$. Это условие выполняется только при $r_{\rm g} = 0$. Таким образом, уравнение (2.25г) соответствует лишь частному решению (2.25). Однако его можно привести к виду, соответствующему общему решению (2.25), если добавить некоторый множитель $1/\beta^2$, подобранный таким образом, чтобы при любом значении $r_{\rm g}$ у поверхности катода выполнялось условие $\partial U_r/\partial r = 0$. Для этого β^2 должно быть функцией от отношения $r_{\rm g}/r_{\rm g}$.

Ленгмюр нашел, что в может быть выражено следующим рядо

$$\beta = \ln \frac{r_{a}}{r_{R}} - \frac{2}{5} \left(\ln \frac{r_{a}}{r_{R}} \right)^{2} + \frac{11}{120} \left(\ln \frac{r_{a}}{r_{R}} \right)^{3} - \frac{47}{3300} \left(\ln \frac{r_{a}}{r_{R}} \right)^{4} + \dots \,.$$

Если к (2.25г) добавить множитель $1/\beta^2$, получится формула (2.23) Функция $\beta^2 = f(r_a/r_k)$ в полулогарифмическом масштабе дана на рис. 2.9, а точные численные значения — в приложении табл. П.2.1 При $r_a/r_k = 1$ функция β^2 равна нулю, а затем β^2 круто растет, при $r_a/r_k = 11,2$ достигает значения 1, при $r_a/r_g = 41,25$ проходит через максимум, равный 1,095, и затем медленно убывает, спускаясь до значения 1 при $r_a/r_k \approx 5000$.

При малых значениях *г_в/г_в* функцию β² можно апроксимировать выражением

 $\beta^{a} = \left(1 - \frac{r_{\mathrm{H}}}{r_{\mathrm{a}}}\right)^{a}.$

При значениях $r_s/r_s < 2$ ошибка при этом не превышает 10%. Подставляя это выражение в (2.23), получаем

$$I_a = 2.33 \cdot 10^{-4} \frac{F_a}{(r_a - r_g)^a} U_a^{s/a} [A].$$
 (2.26)

Это выражение идентично с формулой (2.9) для плоского диода, так как разность $r_a - r_\kappa$ соответствует расстоянию между электродами $d_{a\kappa}$. Таким образом, при отношениях r_a/r_κ , близких к единице, характеристику цилиндрического диода можно рассчитывать по той же формуле, что и плоского.



Рис. 2.9. Функция $\beta^3 = f_1(r_a/r_B)$ и апроксимация $(1 - r_K/r_B)^3 = f_1(r_a/r_K)$

Кривые изменения в междуэлектродном пространстве потенциала, напряженности поля, скорости электронов и плотности пространственного заряда, рассчитанные тем же путем, что и в случае плоских электродов, даны на рис. 2.10 [Л.2.3]. Кривая распределения потениала, так же как и в плоском диоде, у поверхности катода имеет оризонтальную касательную. В области перед катодом она слегка ровисает вниз и затем после слабого перегиба идет почти прямолиейно. Отличие ее от соответствующей кривой для плоского случая бъясняется тем, что согласно (2.22) кривая распределения потенциаа при холодном катоде выпукла вверх, в то время как в плоском

> Рис. 2.10. Распределение потенциала (U_r), напряженности поля (E_r), скорости электронов (v_r) к плотности пространственного заряда (ρ_r) в междуэлектродном пространстве цилиндрического диода при $r_a/r_{\rm R} = 5$ без учета начальных скоростей электронов.

> Для сравнення дано распределение потенциала пря холодном катоде (U_{r хол}). Кривые даны в безразмерных координатах. Величины с видексом r отвосятся к текущей координате расстояния, с индексом а — к поверхности анода



случае она линейна. В точке перегиба кривой распределения потенциала кривая для напряженности поля имеет максимум. Основное различие общего хода всех этих кривых в цилиндрическом и плоском случаях заключается в том, что в цилиндрической системе все величины около катода изменяются с расстоянием более резко.

При одинаковых междуэлектродных расстояниях и анодных напряжениях время пролета электронов в цилиндрической системе электродов меньше, чем в плоской. Это объясняется тем, что в цилиндрическом диоде кривая распределения потенциала в междуэлектродном пространстве при прочих равных условиях выше и, следовательно, скорость электронов больше.

2.2.3. Характеристика плоского диода с учетом начальных скоростей электронов

Если учитывать начальные скорости электронов, то имеются все три участка характеристики, указанные в § 2.1.

I. Начальная область характеристики

Выражение для / в начальной области легко вывести исходя из формулы Ричардсона для тока термоэлектронной эмиссии:

$$I_{9} = F_{\kappa} A T_{\kappa}^{2} e^{-\frac{e \sigma_{\kappa}}{k T_{\kappa}}} |A], \qquad (2.27)$$

где $F_{\rm R}$ — поверхность катода, см²; A — универсальная постоянна $\frac{A}{cm^2 \cdot rpad^2}$; $T_{\rm R}$ — температура катода, K; е — основание натуральне логарифмов; е — заряд электрона, Kл; k — постоянная Больцман Дж/град; $\varphi_{\rm R}$ — разность потенциалов, соответствующая работе в хода катода, B.

Пусть на анод будет подано напряжение, алгебраическое значени которого обозначим U_a. В начальной области анодное напряжени отрицательно, т. е.

$$U_{a} = - | U_{a} |,$$
 (2.2)

где $|U_a|$ — модуль U_a . При отрицательном потенциале анода отнс сительно катода эмиттируемые с катода электроны попадают в меж дуэлектродном пространстве в тормозящее поле. Это равносильн тому, как если бы электронам, находящимся внутри катода, для вы хода нужно было преодолеть потенциальный барьер, соответствующи работе выхода, увеличенной на $e |U_a|$. В этом случае из катода могли бы выйти лишь те электроны, у которых кинетическая энергиз больше $e (\varphi_n + |U_a|)$. Они и составят анодный ток при отрицатель ных значениях U_a :

$$I_{a} = F_{\kappa} A T_{\kappa}^{2} e^{-\frac{e\left(\varphi_{\kappa} + |U_{a}|\right)}{kT_{\kappa}}}.$$

Отсюда, учитывая (2.28), получаем

$$I_{a} = F_{\kappa} A T_{\kappa}^{2} e^{-\frac{e\varphi_{\kappa}}{kT_{\kappa}}} e^{\frac{eQ_{a}}{kT_{\kappa}}}$$

или на основании (2.27)

 $I_{a} = I_{s} e^{\frac{eU_{a}}{kT_{u}}}.$

Если ввести обозначение.

$$U_T = \frac{kT_u}{e} [B],$$

то формула (2.29) принимает вид

$$I_{a} = I_{a} e^{U_{a}/U_{T}}$$
(2.31)

Ход характеристики в начальной области определяется, таким образом, экспоненциальной функцией. Подобная зависимость получается за счет того, что начальные скорости эмиттированных электронов распределяются по закону Максвелла. Выражение (2.31) действительно, пока в междуэлектродном пространстве нет минимума потенциала, т. е. пока $U_a < U'_{a\,rp}$ (см. рис. 2.1 и 2.3). Если прологарифмировать (2.31)

$$\ln I_{a} = \ln I_{s} + U_{a} / U_{T}$$
(2.32)

40

(2.29)

і построить зависимость $\ln I_a = f(U_a/U_T)$ или $\ln I_a = f(U_a)$, то юлучается наклонная прямая (рис. 2.11). Если экстраполировать ту прямую за пределы $U'_{a\,rp}$ до оси ординат, то точка пересечения с зей дает логарифм тока эмиссии катода. Тангенс угла наклона прямой обратно пропорционален температуре катода.

Для того чтобы определить распределение потенциала между электоодами, требуется решение уравнения Пуассона применительно к условиям начальной области, что удается только методом численного интегрирования. Результаты этих расчетов табулированы [Л.2.4].



Рис. 2.11. Начальный участок характеристики плоского диода в полудогарифмическом виде



11. Область пространственного заряда

В этой области распределение потенциала между анодом и катодом имеет минимум, алгебраическое значение глубины которого было обозначено U_m (U_m — величина отрицательная). Для нахождения зависимости I_a от U_a при наличии минимума междуэлектродное пространство удобно разделить на две части: область между катодом и минимумом, которую назовем а-областью междуэлектродного пространства, и область между минимумом и анодом, которую обозначим как β -область (рис. 2.12). Летящие к аноду электроны в а-области, т. е. от x = 0 до $x = x_m$, движутся в тормозящем поле, дальше, в β -области, — в ускоряющем. Анодный ток составляют те электроны,

которые благодаря своей начальной скорости в состоянии преодолет минимум. Так как на участке пути до минимума условия движени электронов полностью соответствуют условиям их движения от катод до анода в области начального тока, то для плотности анодного ток применимо выражение (2.31)*

$$j_{a} = j_{s} e^{U_{m}/U_{f}}, \qquad (2.33)$$

где / — плотность тока эмиссии.

При заданных T_к и j_в плотность анодного тока, таким образом определяется только глубиной минимума.

Величину минимума потенциала при тех или иных условиях мож но определить по кривой распределения потенциала между электро дами, для вычисления которой необходимо, как и при пренебрежени начальными скоростями, решение уравнения Пуассона. Но найт это решение в данном случае труднее, так как зависимость плотности пространственного заряда от x более сложная, чем это соответствуе выражению (2.18): она различна в а- и β -областях, поскольку часті электронов, летящих с катода, не в состоянии преодолеть минимум Плотность пространственного заряда в а-области ρ_{xa} можно рассмат ривать как состоящую из двух слагаемых (см. рис. 2.12):

1) заряда ρ_x , возникающего за счет потока тех электРонов (N') є катода, которые имеют начальные скорости, достаточные для преодоления минимума ($\frac{mv^2}{2} > e |U_m|$) и поэтому проходят расстояниє от катода до анода полностью;

2) заряда ρ_{x} , возникающего за счет потока тех электронов (N"), которые имеют недостаточные скорости для преодоления минимума ($\frac{mv_0}{2} < e |U_m|$) и поэтому летят не дальше x_m . Израсходовав свою энергию, эти электроны возвращаются к катоду. Отсюда

$$\rho_{x\,\alpha}=\rho_x+2\rho_x.$$

Множитель 2 перед ρ_x появляется за счет того, что поток электронов проходит α-участок дважды, туда и обратно. В β-области вторая составляющая отсутствует и поэтому пространственный заряд здесь определяется только первой составляющей

$$\rho_{x\beta}=\rho_x.$$

Решение уравнения, получающегося при подстановке $\rho_x = f(x)$ в (2.1), не удается указать в замкнутом виде, так как оно может быть найдено только методами численного интегрирования. Впервые оно было указано Ленгмором [Л.2.5]. Для упрощения расчета он перенес

* При постоянстве плотностей потока электронов по поверхности электродов отношение плотностей соответствующих токов всегда равно отношению самих токов; оба отношения взаимозаменяемы.

начало системы координат в точку минимума (см. рис. 2.12) и вместо переменных U_x и x ввел новые, безразмерные переменные

$$\eta = \frac{e\left(U_x - U_m\right)}{kT_{\kappa}},\tag{2.34}$$

$$\xi = \left(2\pi \frac{m}{e}\right)^{1/4} \left(\frac{kT_{\kappa}}{e}\right)^{-3/4} e_0^{-1/4} j^{1/4} (x - x_m), \qquad (2.35)$$

или в более короткой записи

$$\eta = \frac{U_x - U_m}{U_T}, \qquad (2.34a)$$

$$\xi = \delta \left(x - x_m \right), \tag{2.35a}$$

где U_x — потенциал пространства относительно катода; U_m — потенциал минимума относительно катода; j — плотность тока в междуэлектродном пространстве [как уже указывалось при выводе закона 3/2, она в любом поперечном сечении одна и та же, в том числе и у поверхности анода $(j = j_a)$]; δ — множитель, представляющий собой выражение

$$\delta = \left(2\pi \frac{m}{e}\right)^{1/\epsilon} \left(\frac{kT_{\mathrm{K}}}{e}\right)^{-s/\epsilon} \varepsilon_0^{-1/\epsilon} j^{1/\epsilon}$$
(2.36)

и при подстановке численных значений постоянных равный

$$\delta = 9,186 \cdot 10^{5} T_{\kappa}^{-3/4} j^{1/2} \left[c_{M}^{-1} \text{ при } j - B \frac{A}{c_{M}^{2}} \right].$$
(2.36a)

η всегда имеет положительное значение, ξ в α-области — отрицательное, в β-области — положительное. В связи о тем, что решения для обеих областей различны, абсолютное значение ξ в α-области будем обозначать ξ^- ($\xi^- = -\xi$), а значение ξ в β-области — ξ^+ . График функции $\eta = f(\xi)$ приведен на рис. 2.13. Он представляет собой своего рода универсальную кривую распределения потенциала между плоскими электродами, когда ток ограничен пространственным зарядом. При $\xi^- = 2,554$ величина η стремится к бесконечности. Уравнение кривой в β-области при достаточно больших значениях η можно представить в виде следующего ряда

$$\xi = 1,255\eta^{\prime\prime} + 1,669\eta^{\prime\prime} - 0,509 - 0,168\eta^{\prime\prime} + \dots$$
 (2.37)

Для случая, когда требуется большая точность, чем можно получить по рис. 2.12, в приложении П.2. приведены таблицы соответствующих друг другу значений η и ξ для α -области (табл. П.2.2) и β -области (табл. П.2.3). Последовательность расположения колонок ξ и η в обеих таблицах различная; они расположены так, как это удобнее при их использовании.

Для построения характеристики плоского диода на основании зависимости $\eta = f(\xi)$ задаются не величиной U_a , как это обычно делают при использовании закона степени 3/2, а величиной I_a . Приняв, кроме того, значение температуры катода T_{κ} и зная размеры си-

. 43

стемы электродов, т. е. площадь катода $F_{\rm R}$ или анода $F_{\rm a}$ ($F_{\rm a} = F_{\rm N}$) и междуэлектродное расстояние $d_{\rm gx}$, расчет ведут в следующем порядке (рис. 2.14).





Рис. 2.13. Функция $\eta = f(\xi)$

Рис. 2.14. Порядок расчета характеристики диода при помощи кривой η = f (5)

1. Исходя из размеров катода и значений $T_{\rm R}$ и $\phi_{\rm R}$ по формуле (2.27) или соответствующим таблицам определяют $I_{\rm s}$.



Рис. 2.15. Глубина минимума потенциала при различных температурах катода в зависимости от отношения j_a/j_b для плоского диода

2. По принятому значению I_a и полученному значению I_b из выражения (2.33) находят U_m . Для упрощения расчета на рис. 2.15 дана зависимость $U_m = f(j_a/j_b)$ при $T_{\rm g}$ в качестве параметра.

3. По найденному значению U_m находят значение η на поверхности катода (η_n). Здесь $U_x = 0$. Следовательно, согласно (2.34а)

$$\eta_{tt} = -\frac{U_{m}}{U_{T}} = \frac{|U_{m}|}{U_{T}}.$$
(2.38)

4. По кривой рис. 2.13 или таблицам определяют значение є на поверхности катода (є,).

5. По ξ_n определяют x_m . На поверхности катода x = 0, следовательно, согласно (2.35а)

$$\xi_{\kappa} = -\delta x_{m}. \tag{2.39}$$

Значение δ вычисляется по (2.36а), исходя из принятого значения I_a и известных значений $T_{\rm B}$ и $F_{\rm a}$.

 r_a и известных значении $r_{\rm R}$ и r_a . 6. Зная x_m , находят ξ для поверхности анода (ξ_a). Так как здесь $x = d_{\rm an}$, то согласно (2.35а)

$$\xi_{a} = \delta \left(d_{ak} - x_{m} \right). \tag{2.40}$$

7. По кривой рис. 2.13 или таблицам определяют соответствующее значение η (η_a).

8. По _{па} находят U_a:

$$\eta_a \coloneqq \frac{U_a - U_m}{U_T} \,. \tag{2.41}$$

Когда анодные токи малы по сравнению с током эмиссии, можно исключить из расчета пункты 1—5 и сразу определить x_m . При $I_a \ll \frac{1}{32}I_{\rm B}$, согласно кривой рис. 2.13, $\eta \ge 3,46$. При η в пределах 3,46 $\div \infty$ величина ξ^- уже близка к предельному значению 2,554 и с изменением η мало меняется. С ошибкой, меньшей 5%, для η в пределах 3,46 $\div \infty$ можно считать значение ξ^- постоянным и равным $\xi^- = 2,43$. Тогда согласно (2.39) и (2.36а)

$$x_m = \frac{2,43}{\delta} =$$

 $= 0.475 \cdot 10^{-3} \left(\frac{T_{\rm R}}{1000}\right)^{5/4} \left(\frac{1}{j_a}\right)^{1/4} \left[\text{см при } j_a - \text{b} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}, T_{\rm R} - \text{b K} \right]. \quad (2.42)$

Семейство кривых $x_m = f(j_a)$ при T_n в качестве параметра показано на рис. 2,16.

Значительный интерес представляет выражение для расчета $I_{a,rp}$, т. е. значения I_a , при котором осуществляется переход из области начального тока в область пространственного заряда (см. рис. 2.1). В этой точке характеристики минимум потенциала находится на аноде, т. е. $x_m = d_{a,r}$. Тогда из (2.42) для плотности граничного анодного тока

$$j'_{a\,rp} = 0.22 \cdot 10^{-8} \left(\frac{T_{\kappa}}{1000}\right)^{3/s} \frac{1}{d_{ag}^2} \left[\frac{A}{cm^3} \text{ mps } d_{ag} - B \text{ cm}, T_g - B \text{ K}\right]$$

и для граничного тока в целом

$$I'_{a\,\mathrm{rp}} = 0.22 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T_{s}}{1000}\right)^{s/a} \frac{F_{a}}{d_{aR}^{2}}$$
 [A]. (2.43)

Ошибка, даваемая этой формулой, небольшая, так как точка перехода практически всегда лежит при значениях I_a, малых по сравнению с I_b.

Введением некоторой вспомогательной величины I_∞ Феррису удалось получить диаграмму, которая значительно упрощает построе-





ние характеристики [Л.2.6]. Величина I_{∞} представляет собой значение граничного тока $I'_{a\,rp}$ при условии бесконечно большой эмиссии катода; например, за счет ничтожно малой φ_{μ} . Таким образом по определению $I_{\infty} = I'_{a\,rp}$ при $I_{9} \rightarrow \infty$: Когда $I_{9} \rightarrow \infty$, то и $|U_{m}| \rightarrow \infty$ и $\eta_{R} \rightarrow \infty$, что согласно кривой рис. 2.13 соответствует предельному значению ξ^{-} ($\xi^{-} = 2,554$). Исходя из этого можно получить выражение для I_{∞} , если повторить вывод выражения (2.43), только заменяя при этом в (2.39) $\xi_{\kappa} = 2,43$ на $\xi_{\kappa} = 2,554$. Отсюда

$$I_{\infty} = 0,245 \cdot 10^{-6} \left(\frac{I_{\kappa}}{1000}\right)^{3/a} \frac{F_{a}}{d_{a\kappa}^{2}} [A].$$
 (2.44)

Пользуясь величиной I_∞, можно представить решение уравнения Пуассона как для α-, так и для β-областей в виде функциональной зависимости

$$\frac{I_{a}}{I_{\infty}} = f\left(\frac{U_{a}}{U_{f}}, \frac{I_{\theta}}{I_{\infty}}\right).$$
(2.45)

В этом же виде можно представить и уравнение характеристики в начальной области, если обе части (2.31) разделить на I_{∞} .

$$\frac{I_a}{I_{sc}} = \frac{I_s}{I_{sc}} e^{U_a / U_f} , \qquad (2.46)$$

Достоинство зависимостей (2.45) заключается в том, что они содержат I_в и U_в в явной форме. Если построить их в виде

$$\frac{I_{a}}{I_{\infty}} = f\left(\frac{U_{a}}{U_{T}}\right)$$
 при $\frac{I_{b}}{I_{\infty}}$ — в качестве параметра, (2.47)

то получаются кривые, представляющие своего рода нормированные характеристики диода, т. е. характеристики диода в некоторой безразмерной системе координат. Семейство таких характеристик в полулогарифмическом масштабе, т. е. зависимости

$$\ln \frac{I_s}{I_{\infty}} = f\left(\frac{U_a}{U_T}\right)$$
 при $\frac{I_9}{I_{\infty}}$ в качестве параметра, (2.48)

приведены на рис. 2.17 [Л.2.6]. Начальная область характеристики в этой системе координат согласно (2.46) изображается прямой линией (ср. рис. 2.11), область пространственного заряда — кривой, выпуклой вверх. Ход характеристик и их расположение относительно системы координат при различных значениях I_9/I_{∞} несколько различны; с ростом I_9/I_{∞} характеристики поднимаются вверх и сдвигаются влево. Величину сдвига параллельно оси абсцисс можно найти из уравнения (2.46), записав его в логарифмическом виде

$$\ln \frac{I_a}{I_{\infty}} = \ln \frac{I_9}{I_{\infty}} + \frac{U_a}{U_T}, \qquad (2.49)$$

где ln $\frac{I_a}{I_{\infty}}$ — смещение линейной части характеристики относительно оси ординат в точке, получающейся в результате экстраполяции ее до пересечения с горизонтальной прямой на уровне ординаты $I_a/I_{\infty} = 1$.

Переход от прямолинейной части характеристики к криволинейной лежит в точке, где $I_a/I_{\infty} = I'_{a\,rp}/I_{\infty}$. Это отношение согласно определениям величин $I'_{a\,rp}$ и I_{∞} при больших значениях I_s стремится к единице, а при малых I_s асимптотически приближается к нулю, так как $I'_{a'rp}$ не может быть больше, чем I_s , а I_{∞} мало меняется при изменении I_s . Это обусловлено тем, что I_{∞} от $\phi_{\rm R}$ не зависит совсем, а от $T_{\rm R}$ — значительно слабее, чем I_s . Переход из области пространственного заряда в область насыщения лежит на характеристике в точке, где $I'_a/I_{\infty} = I'_g/I_{\infty}$. Геометрические места точек перехода характеристик из одной области в другую на рисунке показаны штрихпунктирными линиями. Эти линии таким образом разграничивают все поле графика на три области: слева, соответствующую режиму начального тока, пространственного заряда—в середине и область насыщения—справа. В более широком диапазоне значений U_a/U_r , чем на рис. 2.17, и в



- область начального тока; II — область пространка жеррика). - область начального тока; II — область пространкито за-гь насыщения; — граничные крыные между областями I и II (a — a) и II и III (6 — 5); — — — — — линии $S U_T / I_a = \text{const}$ 8. ряда; /// — область насыщения;

линейном масштабе нормированные характеристики даны в приложении 2 на рис. П.2.1—П.2.4 [Л.2.7].

Когда $I_{n,m}/I_{\infty}$ приближается к единице, т. е. при больших отношениях I_{a}/I_{m} (> 10 000), кривые для разных значений I_{a}/I_{m} становятся подобными друг другу и в диаграмме оказываются лишь смещенными друг относительно друга в горизонтальном направлении. Поэтому их при $I_{p}/I_{\infty} > 10\ 000$ можно совместить в одну единственную кривую и смещения относительно оси ординат, согласно (2.49) равные I, -, включить в аргумент. Получаемая кривая называется у н и версальной нормиро-Īα ванной характерис- $\overline{I_{m}}$ тикой диода или уни-5 ·U-Ta версальной кривой 51 Ферриса. Если ввести 0003-

начение

$$U_0 = -U_T \ln \frac{I_0}{I_{\infty}}, \quad (2.50)$$

то (2.49) принимает вид

$$\ln \frac{I_a}{I_{\infty}} = \frac{U_a - U_0}{U_T} \quad (2.51)$$

и функциональная зависимость, описывающая универсальную кривую, соответственно будет

$$\frac{I_a}{I_{\infty}} = f\left(\frac{U_a - U_0}{U_T}\right). \quad (2.51a)$$

Точка перехода из начальной области в область пространственного заряда лежит на оси ординат; это следует из (2.51), так как



Рис. 2.18. Универсальная нормированная характеристика диода

на границе I_a = I_{a гр}, а I_{a гр} для универсальной кривой равно I_∞. Универсальная нормированная характеристика в полулогарифмическом масштабе дана на рис. 2.18, а в линейном масштабе — в приложении 2 на рис. П.2.5.

При использовании диаграммы Ферриса построение характеристики диода становится очень простым; при этом можно исходить как из значения анодного тока, так и из значения анодного напряжения. Если известны $\varphi_{\rm R}$, $T_{\rm R}$, $F_{\rm g}$ и $d_{\rm an}$ и задаться значением $U_{\rm a}$, то порядок нахождения соответствующего значения $I_{\rm a}$ следующий:

1) по известной величине T_{μ} и заданному значению U_{a} определяют отношение U_{a}/U_{T} ;

2) по известным φ_R , T_R , F_R и d_{aR} на основании (2.27) и (2.44) вычисляют I_R и I_{∞} и находят I_R/I_{∞} ;

3) по кривой для вычисленного значения I_{a}/I_{∞} диаграммы рис. 2.17 или графиков 1—4 приложения П.2, находят значение I_{a}/I_{∞} , соответствующее данному значению U_{a}/U_{T} . Если $I_{a}/I_{\infty} > 10\,000$, то для этого можно воспользоваться универсальной характеристикой

(рис. 2.18) или приложением П.2.5, определив предварительно U_0 пс (2.50) и затем $\frac{U_a - U_o}{U_T}$;

4) по найденному значению / // вычисляют / ...

Исходя из (2.37), представляющего решение для β-области междуэлектродного пространства, можно указать приближенные формуль для расчета характеристик с учетом начальных скоростей, похожиє по своей структуре на простой закон степени 3/2 [см. (2.8)]. Если взять только первый член ряда и вместо ξ и п подставить выражения (2.34) и (2.35), то получается как первое приближение

$$j_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(U_a - U_m)^{\gamma_a}}{(d_{a\kappa} - x_m)^2} \left[\frac{A}{cM^2} \text{ при } d_{a\kappa} - \text{в см}_{j}^{\gamma_{j}} \right]$$
 (2.52)
где $U_m < 0.$

Учет первых двух членов ряда дает в качестве второго приближения, если в квадратной скобке пренебречь слагаемым относительно малой величины

$$f_{a} = 2,33 \cdot 10^{-8} \frac{(U_{a} - U_{m})^{a}}{(d_{au} - x_{m})^{a}} \left[1 + 2,66 \left(\frac{U_{T}}{U_{a} - U_{m}} \right)^{1/a} \right].$$
(2.53)

Выражение (2.52) соответствует (2.8), если считать, что поверхность катода перенесена в плоскость минимума. Оно переходит в (2.8), если положить $U_m = 0$ и $x_m = 0$. Выражение (2.53) отличается от (2.52) наличием множителя в квадратных скобках, который всегда больше единицы и при малых U_a может составить несколько единиц. Выражение (2.52) представляет собой грубое приближение и для точного расчета характеристик, в особенности при малых U_a , мало пригодно; оно интересно в основном тем, что по нему виден переход от точного решения к простому закону степени 3/2. Выражение (2.53) по сравнению с истинным значением дает относительно малую ошибку, не превышающую 5% для диодов с оксидным катодом при $U_a > |U_m|$. Сравнивая (2.53) с (2.8), видно, что при одинаковых U_a истинное значение j_a , т. е. j_a с учетом начальных скоростей; это следует из того, что в (2.53):

1) действующее анодное напряжение больше приложенного на [U_m];

2) действующее междуэлектродное расстояние меньше геометрического на x_m;

3) содержится дополнительный множитель в квадратных скобках, больший единицы.

При расчете характеристики по (2.53), так же как при использовании кривой $\eta = f(\xi)$ (см. рис. 2.13), надо исходить из выбранного значения плотности тока и определять соответствующее U_a . Необходимые значения U_m и x_m находят по графикам рис. 2.15 и 2.16, исходя из известных T_n и j_a .

О величине ошибки, совершаемой при использовании простого закона степени 3/2, можно составить себе представление по рис. 2.19,

2.20 и 2.21. На рис. 2.19 для плоского диода с оксидным катодом и междуэлектродным расстоянием $d_{ak} = 0,1$ мм приведены характеристики для трех значений T_{w} , рас-

считанные по кривым Ленгмюра или Ферриса, и для сравнения характеристика, рассчипо (2.8). Рис. 2.20танная показывает, во сколько pa3 $d_{an} = 0,1$ MM анодпри ное напряжение, рассчитанное по (2.8) (U_{p_0}) , отличается от величины U, найденной для того же значёния d_{ak} с учетом скоростёй (U_{av}) . начальных Рис. 2.21 дает отношения значений d_{ak} , получающихся при определении геометрии лампы по заданным анодному напряжению и плотности анодного тока, если расчет вести без учета ($d_{a_{k0}}$) и с учетом начальных скоростей (d_{вко}). Из рисунков видно, что расхождения расчетов с учетом и без учета началь-



Рис. 2.20. Зависимость отношения значения анодного напряжения без учета начальных скоростей электронов (U_{a0}) к его значению с учетом начальных скоростей (U_{a0}) от плотности анодного тока при разных расстояниях анод — катод, $T_{\rm K} = 1050$ К

Ja, MA/CM2









ных скоростей могут быть очень большими. Они тем больше, чем меньше плотность анодного тока и междуэлектродное расстояние. При плотностях тока, имеющихся в реальных лампах (<100 мА/см²), практически всегда необходимо учитывать начальные скорости. Если их не учитывать, ошибка лишь при очень больших d_{au} (> 1 мм) может стать менее 10%.

2.2.4. Характеристика цилиндрического диода с учетом начальных скоростей электронов

Как уже показало рассмотрение характеристик без учета начальных скоростей электронов, расчет характеристики цилиндрического диода значительно более сложен, чем плоского. Это в еще большей мере относится и к расчету характеристики цилиндрического диода с учетом начальных скоростей. В связи с этим при таких расчетах в инженерной практике в большинстве случаев ограничиваются приближенными формулами.

L. Область начального тока

В то время как в плоском диоде из-за обычно больших линейных размеров поверхности электродов по сравнению с расстоянием d_{ak} величина I_a практически зависит только от нормальных составляющих начальных скоростей электронов, в случае цилиндрических электродов существенную роль играют и тангенциальные составляющие. Это связано с тем, что в системе электродов, где анод полностью охватывает катод, электрон и при движении по касательной к поверхности катода может дойти до анода. С учетом тангенциальных составляющих Шоттки вывел для значения I_a в начальной области [Л.2.8].

$$I_{a} = I_{b} \left[e^{\frac{U_{a}}{U_{f}}} \frac{r_{a}}{r_{x}} \Phi\left(\frac{r_{x}}{r_{a}} \sqrt{-\lambda \frac{U_{a}}{U_{T}}}\right) + 1 - \Phi\left(\sqrt{-\lambda \frac{U_{a}}{U_{T}}}\right) \right], (2.54)$$

где $\lambda = \frac{r_a^2}{r_a^2 - r_a^2}$ или $\frac{1}{\lambda} = 1 - \frac{r_a^2}{r_a^2}$, $\Phi(x) - \phi$ ункция вероятности

ошибок

$$\Phi(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_{0}^{x}e^{-t^{2}}dt,$$

численные значения которой табулированы; U_a — алгебраическое значение анодного напряжения ($U_a < 0$).

При $(r_a/r_m) \rightarrow 1$, т. е. при толстом катоде и малом зазоре между катодом и анодом, $\lambda \rightarrow \infty$ и (2.54) переходит в (2.31). Это обусловлено тем, что конфигурация электродов все больше приближается к плоской.

При больших r_a/r_{μ} (> 10), что соответствует тонкому катоду и аноду сравнительно большого диаметра, $\lambda \approx 1$, а аргумент первой

из функции ошибок в (2.54), $\frac{r_{\kappa}}{r_a} \sqrt{-\lambda \frac{U_a}{U_T}}$, становится малой ве-

личиной. Если теперь $\Phi\left(\frac{r_{\rm H}}{r_{\rm a}}\sqrt{-\lambda \frac{U_{\rm a}}{U_T}}\right)$ разложить в ряд

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(x - \frac{x^3}{113} + \frac{x^5}{215} - \dots \right)$$

и воспользоваться только первым членом разложения, то (2.54) принимает вид

$$I_{a} = I_{s} \left[e^{\frac{U_{a}}{U_{T}}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-\frac{U_{a}}{U_{T}}} + 1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{U_{a}}{U_{T}}}\right) \right].$$
(2.55)

При $\left|\frac{U_a}{U_T}\right| > 3$ в (2.55) с хорошей точностью можно ограничиться первым членом в квадратных скобках, так как при больших $\left|\frac{U_a}{U_T}\right|$ функция $\Phi\left(\sqrt{-\frac{U_a}{U_T}}\right)$ практически равна единице:

$$I_a = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-\frac{U_a}{U_T}} e^{\frac{U_a}{U_T}}.$$
(2.56)

Если представить (2.56) в полулогарифмическом масштабе в виде $\ln Y_a = f(U_a)$, то наклон касательной к получающейся кривой будет

$$\frac{d\ln I_{\mathbf{a}}}{dU_{\mathbf{a}}} = \frac{1}{U_T} + \frac{1}{2U_{\mathbf{a}}}.$$

При больших $\left| \begin{array}{c} U_a \\ U_T \end{array} \right|$ (> 1) вторым членом можно пренебречь и кривая переходит в прямую с наклоном, равным наклону соответствующей прямой для плоского диода. Обе линии лишь параллельно сдвинуты друг относительно друга (рис. 2.22).



Рис. 2.22. Начальные участки характеристик диодов различной конфигурации в безразмерных координатах:



Из наклона этой прямой, так же как и в плоском случае, можно определить температуру катода.

II. Область пространственного заряда

При цилиндрических электродах влияние начальных скоростей на ход характеристики в области пространственного заряда значительно меньше, чем при плоских. Это объясняется тем, что в цилиндрической системе потенциал вблизи катода растет более резко, чем в плоской (ср. рис. 2.7 и 2.10). Поэтому здесь минимум потенциала сильно прижимается к поверхности катода и расстояние между минимумом и катодом получается очень малым.

Решение задачи о построении характеристики цилиндрического диода с учетом начальных скоростей электронов было указано Виткрофтом [Л.2.6]. Для удобства расчета им были введены две безразмерные величины

$$B = 6.7 \cdot 10^{10} \frac{T_{\rm K}}{I} I_{\rm a} T_{\rm K}^{\rm a/a} [I_{\rm a} - {\rm B} {\rm A}, T_{\rm K} - {\rm B} {\rm K}]$$
(2.57)

И

$$C = \frac{0.85}{(Br_m/r_s)^{3/s}},$$
 (2.58)

где 1 — длина системы электродов; m — раднус поверхности минимума потенциала.





Пользуясь такой же методикой, как Ленгмюр для случая плоских электродов, он построил три семейства кривых, при помощи которых легко произвести построение характеристик (рис. 2.23, 2.24, 2.25). Для расчетов должны быть известны, как и в плоском случае, геометрические размеры системы электродов ($r_{\rm R}$, $r_{\rm a}$, l), температура катода $T_{\rm H}$ и ток эмиссии $I_{\rm B}$. Здесь также задаются величиной $I_{\rm R}$ и определяют соответствующее ему значение $U_{\rm c}$. Порядок расчета следующий:

соответствующее ему значение U_a . Порядок расчета следующий: 1) по размерам r_n , l и температуре T_n на основании (2.57) для принятого значения I_a вычисляют B; 2) зная I_a , I_b и B, пользуясь рис. 2.23, по кривой для соответствующего значения BI_a/I_a определяют U_m ;

3) зная В, по кривой (рис. 2.24) для соответствующего значения I_g/I_a находят r_m ;



Рис. 2.24. Кривые для определения положения мивимума потенциала в цилиндрическом диоде

4) зная *В* и *r_m*, по (2.58) вычисляют *C*;

5) зная t_m , U_m и C, по кривой (рис. 2.25) для соответствующих значений C и I_a/I_s находят U_a . На рис. 2.25 для значений C = 1 и C = 4 приведены по две кривые; сплошные соответствуют $I_a/I_s = 0$, пунктирные — $I_a/I_s = 1$. Между ними можно интерполировать линейно.

Крутизна подъема потенциала у поверхности катода зависит от отношения $r_a/r_{\rm R}$; чем больше $r_a/r_{\rm R}$, тем подъем становится круче. При малых $r_a/r_{\rm R}$ он почти такой же, как в плоской системе электродов. Поэтому при $r_a/r_{\rm R} < 2$ расчет можно вести как для плоского случая, приравнивая поверхности



Рис. 2.25. Кривые для определения характеристики цилиндрического диода в области пространственного заряда с учетом начальных скоростей электронов

анода и катода. При больших I_a и r_a/r_k результаты такого расчета мало отличаются от расчета без учета начальных скоростей [см. (2.23)].

§ 2.3. РЕАЛЬНЫЕ СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ

Характеристики, снятые опытным путем на реальных лампах, довольно значительно отличаются от теоретических, т. е. построенных на основании кривых Ленгмюра или Ферриса (рис. 2.26). В целом





реальные характеристики идут ниже. На отдельных участках различия состоят в следующем:

1) реальная характеристика по сравнению с теоретической несколько сдвинута вправо. Это особенно заметно по положению начала характеристики, которое, несмотря на влияние начальных скоростей электронов, может лежать при положительных значениях U₂;

2) в области пространственного заряда подъем реальной характеристики менее крутой, чем теоретической, и переход в насыщение более плавный. В результате этого ход

характеристики в средней части становится более близким к линейному;

3) в области насыщения анодный ток у реальных ламп не остается строго постоянным, а увеличивается с ростом U_a.

Эти различия вызваны рядом явлений, не учтенных в изложенной ранее теории. Основными из них являются контактная разность потенциалов, неравномерное распределение температуры по поверхности катода и эффект Шоттки.

2.3.1. Влияние контактной разности потенциалов

Как известно, под контактной разностью потенциалов понимают разность потенциалов, возникающую при отсутствии внешних напряжений в пространстве между двумя телами, имеющими различные работы выхода и электрический контакт друг с другом. Для выяснения влияния контактной разности потенциалов на движение электронов в междуэлектродном пространстве диода рассмотрим рис. 2.27. На нем даны энергетические диаграммы междуэлектродного пространства для двух случаев, при отсутствии и при наличии источника напряжения в анодной цепи. В подобного рода энергетических диаграммах по оси ординат в общем случае откладывается потенциальная энергия электронов; в данном случае по ней отложена разность между потенциальными энергиями, которыми обладают электроны в рассматриваемой точке междуэлектродного пространства, и на уровне Ферми, находясь внутри катода. В связи с тем, что заряд электрона отрицательный, в энергетических диаграммах, в отличие от диаграмм распределения потенциалов в междуэлектродном пространстве, вверх по оси ординат откладываются не положительные, а отрицательные потенциалы, дополнительно умноженные на *е*. Скачки на границе электродов с вакуумом представляют собой потенциальные барьеры,



Рис. 2.27. Эвергетическая диаграмма междуэлектродного пространства днода при холодном катоде:



соответствующие работе выхода катода еф_и и анода еф_а. Если оба электрода накоротко соединены друг с другом и, следовательно, уровни Ферми у них совпадают (рис. 2.27,*a*), то в пространстве между электродами действует разность потенциалов, соответствующая разности их работ выхода. Эта разность и будет контактной разностью потенциалов

$$U_{\rm spn} = \varphi_{\rm s} - \varphi_{\rm a}. \tag{2.59}$$

Если $\phi_a > \phi_{R}$, то $U_{\kappa\rho\pi} < 0$, т. е. поле, возникающее за счет контактной разности, тормозит движение электронов. Для того чтобы

правильно учитывать влияние контактной разности потенциалов на движение электронов, надо иметь в виду, что в этой разности с положительным знаком всегда должна стоять величина потенциального барьера того электрода, от которого электрон летит.

При включении в анодную цепь источника напряжения U_a (рис. 2.72,6) в пространстве между электродами будет действовать некоторая разность потенциалов U_a , отличная от U_a . Из диаграммы рис. 2.27,6 следует

 $U_a + \varphi_x = U'_a + \varphi_a$

откуда

$$U_{a} = U_{a} + \varphi_{\kappa} - \varphi_{a} = U_{a} + U_{\kappa pn}, \qquad (2.60)$$

Для учета влияния контактной разности в диоде ее значение, таким образом, нужно добавлять к подаваемому извне анодному напряжению. Так, например, формула (2.11) при учете контактной разности потенциалов принимает вид

$$I_{a} = G \left(U_{a} + U_{\text{knn}} \right)^{\gamma_{a}}.$$
 (2.61)

Так как обычно U_{крп} < 0, то характеристики под действием контактной разности сдвигаются вправо.

Величина контактной разности потенциалов зависит от материала электродов и состояния их поверхности. Для различных типов ламп она может принимать значения, лежащие в пределах -0,5 ÷ -3 В. Но и у ламп одного и того же типа U_{коп} может не быть одинаковой, а колебаться в широких пределах. Это связано в основном с тем, что работа выхода анода, в зависимости от обстоятельств, может принимать различные значения. Так, например, во время изготовления ламп с оксидным катодом происходит испарение материала катода. который затем частично оседает на поверхности анода и образует здесь пленку с пониженной работой выхода. Из-за неполной идентичности технологического процесса изготовления степень запыленности анода не всегда одинакова, а значит, различны и ф. Испаряется материал катода и во время нормальной эксплуатации ламп, в результате чего ф, и соответственно и Uкрп со временем уменьшаются. Если, например, у диода с оксидным катодом и никелевым анодом работа выхода анода при чистой поверхности составляет 4,6 эВ, то в результате запыления она спадает до 2-2,5 эВ. Если еф, принять равным 1,5 эВ, то это означает, что U_{коп} уменьшилось с 3 до 1 В. Этим объясняется то, что характеристики ламп во время тренировки обычно уходят влево. После некоторого начального периода у ламп с оксидным катодом U_{ирл} в большинстве случаев стабилизируется на уровне около 1 В. Поэтому при расчете характеристик таких ламп величину U_{ипр} обычно принимают равной 0,8 — 1,0 В.

Рассмотрим вопрос о влиянии величин $\varphi_{\rm R}$ и $\varphi_{\rm a}$ на смещение начала характеристики относительно оси ординат. Начнем с плоского диода, где условия наиболее простые. Смещение начала реальной характеристики относительно начала характеристики, построенной без учета контактной разности потенциалов, определяется разностью $\varphi_{\rm R} - \varphi_{\rm o}$.

смещение его относительно оси координат — только величиной φ_a и от φ_n не зависит. В этом легко убедиться, если проанализировать уравнение начальной области (2.31), написанное с учетом $U_{\kappa pn}$

$$I_a = I_s e^{\frac{U_a + U_{kpn}}{U_T}}.$$
 (2.62)

Подставляя для I в (2.27) и для U вол (2.59), получаем

$$I_a = F_{\kappa} A T_{\kappa}^2 e^{-\frac{\varphi_{\kappa}}{U_T}} e^{\frac{U_a + \varphi_{\kappa} - \varphi_{\delta}}{U_T}}, \qquad (2.63)$$

что при сложении показателей степени дает

$$I_{\rm n} = F_{\rm x} A T_{\rm x}^2 \, {\rm e}^{\frac{U_{\rm n} - \varphi_{\rm n}}{U_{\rm T}}}, \qquad (2.64)$$

т. е. $\phi_{\rm R}$ выпадает. Такой результат объясняется тем, что $\phi_{\rm R}$ входит в (2.63) два раза, в обоих случаях оказывая противоположное действие. Один раз оно входит в выражение тока эмиссии, который с уменьшением $\phi_{\rm R}$ увеличивается, другой — в выражение для $U_{\rm крп}$, которое с уменьшением $\phi_{\rm R}$ растет, оказывая этим более сильное тормозящее действие на выходящие из катода электроны. В случае цилиндрических электродов за счет другой конфигурации электрического поля $\phi_{\rm R}$ из уравнения анодного тока полностью не выпадает и поэтому сохраняется некоторая зависимость этого смещения от $\phi_{\rm R}$.

Характеристики, рассчитанные без учета как контактной разности, так и начальных скоростей электронов, т. е. непосредственно по (2.9), иногда неплохо совпадают с опытными кривыми. Это обстоятельство чисто случайное и является следствием взаимной компенсации влияний, которое оказывают эти два фактора на ход характеристики. Как видно из рис. 2.19, характеристика, рассчитанная с учетом начальных скоростей, но без учета $U_{крп}$, при определенных условиях может оказаться смещенной влево относительно характеристики, построенной по (2.9), на 1 В; а учет $U_{крп}$ может сдвинуть характеристику на 1 В вправо. В сумме сдвиг получается равным нулю.

2.3.2. Влияние неравномерности температуры катода

В реальных лампах температура катода по всей поверхности неодинакова; в местах крепления, в частности, где катод соприкасается со слюдяными пластинами, она за счет теплоотвода ниже (рис. 2.28). Соответственно меньшими будут удельный ток эмиссии и напряжение насыщения (ср. с рис. 2.8). Так, например, в диоде с оксидным катодом при понижении температуры с 1100 до 1000 К (перепады в 50— 100° соответствуют реальным условиям) напряжение насыщения, вычисленное по (2.21), уменьшается приблизительно в 2,5 раза. Переход отдельных участков катода в насыщение при более низких напряжениях, чем основной его части, приводит в области крутого подъема к более пологому ходу характеристики, чем это соответствует закону степени 3/2, и приближению его к линейной зависимости.



Рис. 2.28. Распределение температуры по поверхности оксидного катода косвенного накала, закрепленного на двух слюдяных пластинах

В этом легко убедиться, если рассмотреть лампу с катодом, состоящим из двух половин, которых температуру можно устанавливать независимо друг от друга (рис. 2.29). Если обе половины катода имеют одинаковую температуру (рис. 2.29, а), то характеристики обеих половин лампы одинаковы и достигают насыщения при одном и том же значении U_{a} (= $U'_{a \text{ нас}}$); суммарная характеристика, если отбросить начальные скорости электронов, до $U_{a} = U'_{a \text{ нас}}$ буточно соответствовать лет закону степени 3/2. Если же одна половина катода имеет более низкую температуру, чем в первом случае (рис. 2.29, б), характеристика соответствуюпереходит насыщение при в

щей ей половины лампы переходит в насыщение при более низком значении U_a (= $U_{a \, \text{нас}}^{'}$); суммарная характеристика идет по закону степени 3/2 только до $U_a = U_{a \, \text{нас}}^{'}$. На участке от $U_a =$



Рис. 2.29. К выяснению влияния неравномерности температуры катода на ход характеристики диода: $I - характеристика половины диода о температурой катода <math>T_{I1}$ $II - характеристика половины диода о температурой катода <math>T_{I1}$ $II - сулмарная характеристика <math>a - T_{I1} = T_{I1} + 5 - T_{I1} < T_{I}$ $= U_{a \, \text{нас}}^{\prime}$ до $U_{a} = U_{a \, \text{нас}}^{\prime}$ она идет более полого, чем в первом случае, так как к кривой по закону степени 3/2 для первой половины лампы добавляется за счет второй половины лишь постоянная величина, равная току насыщения.

2.3.3. Влияние эффекта Шоттки

Когда у поверхности катода электрическое поле ускоряющее, его работа выхода, как известно, снижается, а ток эмиссии растет. Это явление, называемое «эффектом Шоттки», проявляется на характерис-

тике диода в том, что в области насыщения анодный ток с ростом анодного напряжения увеличивается (на остальные участки характеристики эффект Шоттки не влияет, так как там перед катодом поле всегда тормозящее). У металлических и тонкопленочных катодов увеличение тока эмиссии незначительно и его можно рассчитать по формуле

$$I_{9E} = I_{90} e^{\frac{(eE)^{1/2}}{\sqrt{4\pi \varepsilon_0} U_{\rm T}}}, \quad (2.65)$$



Рис. 2.30. Эффект Шоттки у диодов с металлическим (a) и оксидным (б) катодами

где E — напряженность внешнего поля у поверхности катода; I_{sE} — ток эмиссии при наличии внешнего поля; I_{s0} — ток эмиссии без учета внешнего поля, т. е. рассчитанный по (2.27).

В отличие от «нормального» эффекта Шоттки у диодов с оксидными катодами по причинам, связанным с шероховатостью поверхности оксидного слоя, ток в области насыщения при нормальной температуре катода с ростом *Е* увеличивается настолько сильно, что на характеристике переход из области пространственного заряда в область насыщения проявляется только в слабом уменьшении наклона кривой («аномальный» эффект Шоттки, рис. 2.30). Однако со снижением накала наклон характеристик в области насыщения уменьшается, так что при сильном недокале и у оксидных катодов получается явно выраженное насыщение.

2.3.4. Влияние падения напряжения вдоль катода

В лампах с катодами прямого накала на ход характеристик, кроме явлений, рассмотренных выше, влияют также падение напряжения вдоль катода и магнитное поле тока накала.

Падение напряжения, возникающее вдоль катода прямого накала вследствие прохождения по нему тока накала, приводит к тому, что катод становится неэквипотенциальным. В результате разность потенциалов между анодом и катодом будет меняться от точки к точке по длине катода. На рис. 2.31 показана потенциальная диаграмма для диода с катодом прямого накала при общей точке на отрицательном полюсе источника накала. По горизонтали отложена развернутая длина катода $l_{\rm H}$, абсциссой служит расстояние от левого конца катода, на котором выбрана общая точка схемы. По ординате откладывается потенциал относительно общей точки, потенциал которой принят за нуль. Если считать сопротивление проволоки катода на всех участках одинаковым, то падение напряжения вдоль катода будет линейным.



Рис. 2.31. Потенциальная диаграмма диода с катодом прямого накала при питании его постоянным напряжением: $a - U_a < U_{H}; 6 - U_a > U_{H}$

Также линейно будет изменяться эффективная разность потенциалов U_{a} эфф, действующая между анодом и отдельными точками поверхности катода. При линейном падении напряжения вдоль катода потенциал на расстоянии x от левого конца будет $U_{\rm H} x/l_{\rm H}$, а значение U_{a} эфф в этом месте

$$U_{a \ s\phi\phi} = U_{a} - U_{u} \frac{x}{l_{u}}, \qquad (2.66)$$

где U_a — подаваемое извне анодное напряжение; U_a — напряжение накала.

Для вывода уравнения характеристики с учетом неэквипотенциальности катода найдем ток с элементарного отрезка катода длиной dx. Начальные скорости электронов при этом учитывать не будем. Если через G обозначить первеанс для всей поверхности катода, то для отрезка катода длиной dx первеанс будет G $\frac{dx}{l_{x}}$ и анодный ток с него согласно (2.11)

$$dI_{\rm p} = \frac{G}{l_{\rm R}} dx U_{a\, a\, b \phi \phi}^{a/a} \,. \tag{2.67}$$

При переходе от переменной x к переменной U выражение (2.67) с учетом (2.66) принимает вид

$$dI_{a} = -\frac{G}{U_{B}} U_{a \, s \phi \phi}^{\eta_{a}} \, dU_{a \, s \phi \phi}$$

Отсюда ток для всего катода при интегрировании в пределах от $U_{a} = U'_{a \ b \phi \phi}$ до $U_{a} = U'_{a \ b \phi \phi}$

$$I_{a} = \frac{2}{5} \frac{G}{U_{H}} \left(U_{a \ s \phi \phi}^{\prime s \prime_{a}} - U_{a \ s \phi \phi}^{\prime s \prime_{a}} \right).$$
(2.68)

Так как ток может идти только с тех участков катода, для которых U_{а вфф} положительно (на диаграмме поле положительных значений U^а вфф показано вертикальной штриховкой), то при установлении пределов интегрирования Uasho и Uasho нужно различать два случая: 1) $U_{p} < U_{p}$ (рис. 2.31, *a*).

Этот случай соответствует начальному участку характеристики. Здесь работает только часть катода; интегрировать нужно от левого конца катода, где $U_{a \ b d \phi} = U_{a}$, до точки, где $U_{a \ b d \phi} = 0$. Тогда из (2.68)

$$I_a = \frac{2}{5} \frac{G}{U_B} U_a^{\epsilon/a},$$

что можно переписать в виде

$$I_{a} = \frac{2}{5} G U_{\pi}^{*/_{a}} \left(\frac{U_{a}}{U_{\pi}} \right)^{*/_{a}}$$
(2.69)

или

$$I_{a} = \frac{2}{5} G U_{a}^{s/_{a}} \left(\frac{U_{a}}{U_{\mu}} \right), \tag{2.70}$$

Выражение (2.69) удобно при расчете характеристики при заданном значении U_E, а (2.70) наглядно показывает, насколько при малых значениях U_а анодный ток диода с катодом прямого накала отличается от анодного тока I ao аналогичного диода с эквипотенциальным катодом, где $I_{ab} = GU_a^{3/2}$. В обоих случаях начало характеристик совпадает (рис. 2.32), а при $U_a = U_{\rm H}$ характеристика проходит через точку $I_{a} = \frac{2}{5} I_{a0}$ и имеет касательную с наклоном в полтора раза меньшим, чем у характеристики по закону степени 3/2. Таким образом, характеристика диода с прямонакальным катодом на начальном участке $(U_a/U_B < 1)$ идет ниже, чем при эквипотенциальном катоде и зависит от U_a по степени 5/2 вместо обычной степени 3/2. 2) $U_a > U_B$ (рис. 2.31, 6).

В этом случае работает весь катод и интегрирование нужно про-изводить от $U_{a} *_{\Phi\Phi} = U_{a}$ до $U_{a} *_{\Phi\Phi} = U_{a} - U_{n}$. Подставляя эти пределы в (2.68) и вынося $U_{n}^{3/2}$ за квадратные скобки, получаем

$$I_{a} = \frac{2}{5} G U_{u}^{s/a} \left[\left(\frac{U_{a}}{U_{u}} \right)^{s/a} - \left(\frac{U_{a}}{U_{u}} - 1 \right)^{s/a} \right].$$
(2.71)



Рис. 2.32. Сравнение характеристик диодов с катодами различных конструкций:

1 — с катодом косвенного накала при соединении по схеме а; II — с катодом косвенного накала при соединении по схеме 6; III — с катодом прямого накала при соединении по схеме а

На рис. 2.32 приведена характеристика диода с катодом прямого накала. Пля сравнения нанесены характеристики анас катологичного диода дом косвенного накала. У которого катод в одном случае присоединен к концу подогревателя с более отрицательным, ав друположигом — с более тельным потенциалом. Если в обоих случаях общая точка схемы выбрана на «отрицательном» конце TO пологревателя. при дейстпервом соединении вующее анодное напряже-

ние равно U_a, при втором — U_a — U_n. Характеристика диода с прямонакальным катодом должна лежать между этими двумя характеристиками.

2.3.5. Влияние магнитного поля тока накала

Рассмотрим цилиндрический диод с катодом прямого накала в виде прямой проволоки, расположенной по оси лампы. Вокруг катода за счет тока накала возникает магнитное поле, силовые линии которого — окружности в плоскостях, перпендикулярных оси катода (рис. 2.33). Векторы напряженности магнитного поля Н и электрического поля Е, создаваемого анодным напряжением и ускоряющего электрон по направлению к аноду, взаимно перпендикулярны. В результате наложения друг на друга этих двух полей на электрон,

кроме силы электрического поля, сообщающей ему радиальную скорость Ur, действует сила за счет магполя F = e[vB], нитного направленная параллельно оси лампы в сторону положительного конца приводит к Это катода. искривлению траектории имеет электронов, 4TO следующие последствия:

а) длина траектории и тем самым время пролета





электрона от катода до анода увеличиваются, вследствие чего увеличивается плотность объемного заряда в междуэлектродном пространстве по сравнению с его плотностью при отсутствии магнитного поля;

б) под действием силы F и падения напряжения вдоль катода, вызванного прохождением по нему тока накала, часть электронов со стороны положительного конца катода может не попасть на анод и вернуться к катоду.

Оба эффекта приводят к уменьшению I_a . Изменение I_a за счет магнитного поля тока накала называется магнетронным эффектом. Он тем сильнее, чем больше I_n . Практически он сказывается лишь при токах накала, больших нескольких ампер.

В лампах с катодом косвенного накала, где ток накала протекает по подогревателю, магнетронный эффект практически отсутствует. Это объясняется тем, что подогреватели имеют петлеобразную форму. Так как ток накала проходит по ветвям каждой петли в противоположных направлениях, то возникающие за счет обеих ветвей магнитные поля в значительной степени взаимно компенсируются.

2.3.6. Зависимость хода реальных характеристик от напряжения накала

Если снять серию характеристик диода при различных напряжениях накала и построить их совместно на одном графике, то получаются веерообразно расходящиеся кривые (рис. 2.34). Чем ниже накал, тем положе характеристика. Расхождения между характеристиками отличаются от тех, которые следует ожидать по теории при, соответствующих изменениях T_в (ср. рис. 2.19). Это обусловлено в основном неравномерным распределением температуры по катоду и сильной зависимостью от нее тока эмиссии.

§ 2.4. ФОРМА АНОДНОГО ТОКА

Под формой тока или напряжения понимают ход кривой, показывающий зависимость мгновенного значения этих величин Форма анодного тока днода, очев жения которым питается ано





венного значения этих величин от времени (i = f(t), u = f(t)). Форма анодного тока диода, очевидно, зависит от формы напряжения, которым питается анодная цепь. Характер связи

3-286

кривых определяется ходом анодной характеристики лампы. Так как реальная анодная характеристика в общем случае имеет сложный ход и точно не может быть описана замкнутым аналитическим выражением, то форму анодного тока обычно находят путем графического построения.



Рис. 2.35. Построение формы анодного тока

Рассмотрим случай, когда анодная цель диода питается последовательно включенными постоянным напряжением U_{a0} и синусоидальным переменным напряжением с амплитудой U_{am} . Схема включения диода дана на рис. 2.35, *a*; для упрощения задачи используется лампа с катодом косвенного накала. Форма суммарного анодного напряжения $u_a = U_{a0} + U_{am} \sin \omega t$ изображена на рис. 2.35, *b*, анодная характеристика лампы — на левой стороне рис. 2.35, *b*. Для построения формы l_a по заданной форме u_a и известной характеристике лампы пристраивают рис. 2.35, *b* к характеристике лампы так, чтобы начало системы координат и ось напряжений обеих кривых совпали. Ось времени графика формы l_a тогда пойдет вниз (рис. 2.35, *b*). Направо от

анодной характеристики, на одном уровне с ней, располагается система координат $i_a - t$ для кривой формы i_a . Для нахождения точки кривой формы i_a для какого-либо момента времени t от точки кривой формы u_a , соответствующей этому значению t, переходят вертикально вверх к харак-

теристике лампы и найденное значение I_a переносят вправо в систему координат $i_a - t$. Повторяя эту операцию для различных моментов времени, например, t_1, t_2, t_3 и т. д., получают кривую формы i_a .

Важен вопрос о том, в подобны какой степени формы кривой анодного тока и поданного анодного напряжения. Это, очевидот кривизны но. зависит участка анодной характеристики, использованного при построении (на рис. 2.35, $e - v_{4}a - e$). Кривизна характеристики точки к точке раз-OT лична. Положение исполь**участка** харакзуемого



Рис. 2.36. Форма анодного тока диода при отсутствии постоянной составляющей анодного напряжения

величину постоянной составтеристики можно изменять, меняя Точка на ляющей напряжения. характеристиках. анодного определяемая постоянной составляющей напряжений электродов, называется точкой покоя. У диода положение точки покоя определяется постоянной составляющей только анодного напряжения. Анодная характеристика при построении формы і, играет роль, подобную зеркально отражающей поверхности. Если отражающая поверхность кривая, то, как известно, изображение не будет соответствовать оригиналу и возникают искажения. Искажения, возникающие за счет нелинейности характеристики лампы, называются н е линейными. Степень нелинейных искажений зависит от кривизны использованного участка характеристики, т. е. от положения точки покоя. Если, например, постоянная составляющая анодного напряжения отсутствует ($U_{a0} = 0$), то точка покоя лежит около начала характеристики, и форма і совершенно непохожа на форму и"; ток протекает по анодной цепи только в течение одной половины периода (рис. 2.36). Если же точка покоя лежит на участке характеристики, где ее кривизна мала и суммарное, поданное на электрод, напряжение не выходит в сторону отрицательных значений за пределы начала характеристики, то нелинейные искажения незначительны (ср. рис. 2.35, в). При линейном ходе характеристики нелинейные искажения отсутствуют.

Для того чтобы указать на характеристике лампы положение участка, используемого при работе, вместо понятия точки покоя часто улобнее пользоваться понятием рабочей точки. Под рабочей точкой понимают точку на характеристике, соответствующую середине использованного при работе участка (рис. 2.36, точка О'). Когда постоянная составляющая напряжения электрода имеет такое значение. что кривая его суммарного напряжения не выходит в сторону отрипательных значений за пределы начала характеристики и к тому же используемый участок характеристики слабо искривлен, рабочая точка практически совпадает с точкой покоя (см. рис. 2.35).

§ 2.5. ВЛИЯНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА НАКАЛА НА ФОРМУ АНОДНОГО ТОКА

Если в лампах с прямонакальным катодом для нагрева катода использовать переменное напряжение, то у анодного тока появится переменная составляющая, не связанная с формой питающего анолного напряжения. Для разбора этого явления, которое является следствием неэквипотенциальности катода, предположим, что в анодной цепи имеется только источник постоянного напряжения. Общую



Рис. 2.37. Возникновение переменной составляющей анодного тока в лампах с прямонакальным катодом за счет переменного напряжения накала: а — схема включения; б — потенциальная диаграмма; пряжения накала; г — форма анодного тока в — форма на-

точку схемы включения лампы выберем на правом конце катода (рис. 2.37, *a*). В потенциальной диаграмме (рис. 2.37, *b*), построенной подобно диаграмме рис. 2.31, наклон линии падения напряжения вдоль катода в любой момент времени не будет один и тот же, а будет меняться периодически в такт с изменением мгновенного значения напряжения накала (рис. 2.37, *b*). При этом линия падения напряжения будет качаться как маятник с осью вращения в точке, соответствующей правому концу катода: в моменты времени $t = 0, \frac{1}{2}T, T$ она горизонтальна, так как u_n проходит через нуль, при $t = \frac{1}{4}T$ она максимально отклоняется вверх, при $t = \frac{3}{4}T$ — максимально вниз. Одновременно с изменением потенциалов на катоде изменяется и действующая разность потенциалов между анодом и отдельными участками катода. Так как с изменением U_n изменяется и I_n , то у анодного тока появляется переменная составляющая. Изменение напряжения накала и действующего анодного напряжения — противоположного знака, поэтому i_n меняется в противофазе с u_n .

Описанный эффект получается не только в диодах, но и во всех лампах с прямонакальным катодом. Он очень мешает при использовании ламп для усиления, в особенности сигналов низкой частоты. Если для накала применять ток промышленной частоты, то появляется помеха с частотой 50 Гц, которая в громкоговорителе проявляется как гудение. Поэтому для питания цепи накала прямонакальных ламп, используемых как усилительные, переменное напряжение применять нельзя.

У ламп с катодом косвенного накала это явление не наблюдается, так как подогреватель электрически изолирован от катода.

У мощных ламп с прямонакальными катодами при использовании переменного напряжения накала может появиться переменная составляющая анодного тока и за счет магнетронного эффекта.

§ 2.8. СТАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДИОДА

2.6.1. Определение понятия «параметры электронной лампы»

Для того чтобы иметь возможность сравнивать свойства различных ламп между собой и характеризовать лампу как элемент электрической схемы, пользуются величинами, называемыми п а р а м е тр а м и л а м п ы. В зависимости от того, какие свойства лампы нужно охарактеризовать, различают электрические параметры, параметры механического, климатического, теплового режимов и т. д. Электрические параметры в свою очередь можно подразделить на параметры, характеризующие условия токопрохождения через лампу, например, крутизну характеристики, — рекомендуемый режим работы лампы в схеме, например, напряжение накала, анодное напряжение, —

предельно допустимый электрический режим, например, предельнодопустимую мощность, рассеиваемую анодом и т. п.

Основными параметрами лампы являются параметры, характеризующие условия токопрохождения. Для характеристики этих условий используются величины, представляющие собой отношение изменений токов в цепях электродов к изменениям потенциалов электродов.



При этом могут сопоставляться изменения тока и потенциала как одного и того же, так и разных электродов.

Кроме этих основных величин в случае ламп с сетками в качестве параметров широко используются еще величины, сравнивающие действие изменения потенциалов двух каких-либо электродов на значение тока в цепи. того или иного электрода. У ламп, где имеется только два электрода, параметры этого вида отсутствуют.

Рис. 2.38. К определению понятия «крутизна характеристики» Следует обратить внимание на то, что параметры, характеризующие условия токопрохождения через лампу, в отличие от параметров других видов являются величинами дифференциальными и поэтому обыч-

но называются дифференциальными параметрами ламп^{*}.

2.6.2. Крутизна характеристики

У диодов различают два параметра, крутизну характеристики н внутреннее сопротивление лампы.

Крутизна карактеристики, обозначаемая буквой S, в случае диода определяется как отношение изменения анодного тока к изменению анодного напряжения

$$S = \frac{dI_a}{dU_a}.$$
 (2.72)

Величина S имеет размерность проводимости и обычно указывается в миллиамперах на вольт (мА/В). Согласно определению S равно тангенсу угла наклона касательной к характеристике лампы (рис. 2.38).

 $S = \operatorname{tg} \alpha$.

Так как характеристика нелипейна, то S меняется вдоль нее от точки к точке.

Формулы для расчета S выводятся из уравнения характеристики согласно определению (2.72). Значения S будут различны, если расчет производить без учета или с учетом начальных скоростей электроиов.

* В книге в большинстве случаев будут рассматриваться только дифференциальные параметры. Когда в дальнейшем будет речь о параметрах ламп без дополнительных оговорок, то имеются в виду дифференциальные параметры.

Расчет крутизны характеристики без учета начальных скоростей. В этом случае выражение для расчета S как для плоской, так и цилиндрической системы электродов находится путем дифференцирования (2.11)

$$S = \frac{3}{2} G U_{\rm a}^{1/2}.$$
 (2.73)

Практически удобнее представлять S в зависимости не от U_a , а от I_a . Для этого из (2.11) выразим U_a через I_a и подставим результат в (2.73). Тогда

 $S = \frac{3}{2} G^{\prime\prime} I_{\sigma}^{\prime\prime} I_{\sigma}^{\prime\prime}$

Отсюда, вводя обозначение

$$a = \frac{3}{2} G^{2/s}, \qquad (2.74)$$

получим

 $S = a I_a^{\prime\prime_1}$. (2.75)

Коэффициент *а*, подобно *G*, зависит только от размеров системы электродов, и для каждого типа ламп является величиной постоянной. Он называется постоянной

крутизны.

Очень важной величиной для характеристики эффективности той или иной конструкции ламп является отношение *S*//_в, которое представляет своего рода «удельную крутизну по току». Оно показывает, какую крутизну имеет лампа на 1 мА анодного тока. Делением (2.73) на (2.11) получаем

$$\frac{S}{I_0} = \frac{3}{2} \frac{1}{U_0}$$
, (2.76)

т. е. S/I_a изменяется обратно пропорционально U_a (рис. 2.39). То обстоятельство, что $S/I_a \rightarrow \infty$ при $U_a \rightarrow 0$, объясняется пренебрежением начальными скоростями электронов.

Расчет крутизны характеристики с учетом начальных скоростей. электронов для плоской системы электродов. Величина S так же как и I_a , на отдельных участках характеристики подчиняется различным закономерностям.

І. Начальная область

Дифференцирование (2.31) по U дает

$$\mathbf{S} = I_{\mathbf{s}} \, \mathrm{e}^{\frac{U_{\mathbf{s}}}{U_T}} \, \frac{1}{U_T} \, .$$



Рис. 2.39. Зависимость отношения S/I_a от U_a для диода без учета начальных скоростей электронов

Заменяя $I_{a}e^{\frac{U_{a}}{U_{T}}}$ согласно (2.31) через I_{a} , получаем

 $S = \frac{I_a}{U_r}$.

В начальной области S, таким образом, пропорционально I_a . Это обстоятельство является следствием того, что ток здесь меняется с напряжением по экспоненциальному закону и производная такой функции пропорциональна самой функции. Коэффициент пропорциональности $1/U_T$ согласно (2.30) обратно пропорционален температуре катода $T_{\rm R}$, поэтому величина S при одном и том же анодном токе должна быть тем больше, чем меньше $T_{\rm R}$. Перенося в (2.77) I_a из правой части уравнения в левую, имеем

$$\frac{S}{I_a} = \frac{1}{U_T}, \qquad (2.78)$$

(2.77)

т. е. при неизменном T_н отношение S/I_а в начальной области характеристики — величина постоянная. Выражение (2.78) иногда удобно представить в виде

$$\frac{S}{I_a}U_T = 1. \tag{2.79}$$

Как будет показано дальше, $1/U_T$ — это максимальное значение величины S/I_a , которое при заданной температуре катода может быть достигнуто теоретически. При оксидном катоде, если принять $T_{\rm B} = 1160$ К и $U_T \approx 0,1$ В соответственно, $S/I_a \approx 10$ В⁻¹.

II. Область пространственного заряда

Для того чтобы показать связь крутизны с нормированными статическими характеристиками, умножим и разделим правую часть (2.72) на $I_{\infty}U_T$ и внесем U_T в числителе и I_{∞} в знаменателе под знаки дифференциалов. Это допустимо, так как I_{∞} и U_T от U_a не зависят. Тогда

$$S = \frac{I_{\infty}}{U_T} \frac{d(I_a/I_{\infty})}{d(U_a/U_T)},$$
 (2.80)

где $\frac{d(I_a/I_{\infty})}{d(U_a/U_T)}$ — тангенс угла наклона касательной к норми-

рованным характеристикам диода.

72

Яснее видна эта связь, если найти величину $\frac{S}{I_a}U_T$. Умножая (2.80) на U_T/I_a , получаем

$$\frac{S}{I_a}U_T = \frac{1}{I_a/I_{\infty}} \frac{d(I_a/I_{\infty})}{d(U_a/U_T)},$$
(2.81)

т. е. значение $\frac{S}{I_a}U_T$ в каждой точке нормированной характеристики
равно тангенсу угла наклона касательной в этой точке, деленному на ординату этой точки. Выражение (2.81) дает возможность рассматривать $\frac{S}{L}$ U_T как функцию от I_a/I_{∞} и U_a/U_T .

$$\frac{S}{I_{a}}U_{T}=f\left(\frac{U_{a}}{U_{T}},\frac{I_{a}}{I_{\infty}}\right),$$

и построить наподобие диаграммы Ферриса диаграмму, состоящую из семейства кривых $\frac{S}{I_a}U_T = f\left(\frac{U_a}{U_T}\right)$ при I_{a}/I_{∞} в качестве параметра. Так как S в большинстве случаев рассчитывается по заданному I_a , то пелесообразно исключить U_a из аргумента, представив $\frac{S}{I_a}U_T$ в виде

$$\frac{S}{I_a}U_T = f\left(\frac{I_a}{I_{\infty}}, \frac{I_s}{I_{\infty}}\right), \qquad (2.82)$$

и пользоваться для определения S семейством $S/I_a = f(I_a/I_{\infty})$ при I_a/I_{∞} в качестве параметра. Такое семейство легко построить, если



Рис. 2.40. Кривые для определения крутизны характеристики плоского диода с учетом начальных скоростей электронов

на основании (2.81) для каждой точки нормированных характеристик определить значение $\frac{S}{I_a}U_T$ и затем провести в диаграмме Ферриса линии одинаковых значений $\frac{S}{I_a}U_T$ ($\frac{S}{I_a}U_T = 0.2$; 0.4 и т. д., см. рис. 2.17). Как уже указывалось, в начальной области $\frac{S}{I_a}U_T = 1$, так что граничная кривая между начальной областью и областью пространственного заряда представляет собой линию $\frac{S}{I_a}U_T = 1$. Это наибольшее значение $\frac{S}{I_a}U_T$, так как в области пространственного заряда S/I_a согласно (2.76) с ростом U_a уменьшается. Линии меньших значений $\frac{S}{I_a}U_T$ соответственно лежат выше линии $\frac{S}{I_a}U_T = 1$. Перенося точки пересечений линий постоянного значения $\frac{S}{I_a}U_T$ с нормированными характеристиками в систему координат $\frac{S}{I_a}U_T \div \frac{I_a}{I_{\infty}}$, получаем искомую диаграмму (рис. 2.40). Горизонтальные отрезки кривых соответствуют начальной области, падающий участок — области пространственного заряда, точки на оси абсцисс — насыщению; в этих точках $I_a/I_{\infty} = I_b/I_{\infty}$.

На рис. 2.18 совместно с универсальной нормированной характеристикой диода приведена соответствующая зависимость

$$\frac{S}{I_a}U_T = f\left(\frac{U_a - U_o}{U_T}\right).$$

Расчет крутизны с учетом начальных скоростей для цилиндрической системы электродов. В этом случае расчет настолько сложен, что практически предпочитают определять S по наклону касательной к рассчитанной характеристике.

2.6.3. Внутреннее сопротивление электронной лампы

Внутреннее сопротивление лампы

$$R_i = \frac{dU_a}{dI_a}.$$
 (2.83)

R, имеет размерность сопротивления и обычно указывается в омах или килоомах.

В случае диода R_i, как следует из определения, величина обратная S. Отсюда

$$SR_i = 1,$$
 (2.84)

если S подставлять в амперах на вольт, а R₁ — в омах.

2.6.4. Простейшие методы практического определения параметров диода

а. Графическое определение по карактеристикам. Для реальных ламп параметры часто определяют по экспериментально снятым характеристикам. Для этого на характеристике, для которой нужно определить параметры, например в точке A (рис. 2.41), строят прямоугольный треугольник ABC так, чтобы его катеты были параллельны осям координат, а гипотенузу составлял отрезок самой характеристики. Такой треугольник называют х а р а к т е р и с т и ч е с к и м. Для получения достаточно точных для практики результатов размеры треугольника должны быть настолько малыми, чтобы использованный в качестве гипотенузы отрезок характеристики можно было считать линейным. Пусть координаты точки A будут I'_{a} , U'_{a} , точки $B - I'_{a}$, U'_{a} , Катеты характеристического треугольника тогда соответствуют прирашениям I_{a} и U_{a} , а именно: катет $BC - \Delta I_{a} = I'_{a} - I'_{a}$, катет $AC - \Delta U_{a} = U'_{a} - U_{a}$. Если в (2.72) и (2.83) дифференциалы заменить соответствующими приращениями, то по отношению катетов I_{a}

раметры как

$$S = \frac{\Delta I_{a}}{\Delta U_{a}} = \frac{I_{a}^{*} - I_{a}^{*}}{U_{a}^{*} - U_{a}^{*}}, \quad (2.85)$$

$$R_{i} = \frac{\Delta U_{a}}{\Delta I_{a}} = \frac{U_{a} - U_{a}}{I_{a} - I_{a}}.$$
 (2.86)

б. Метод двух точек. В случае, когда нет заранее снятой характеристики, для нахождения параметров в какой-либо точке, например A (рис. 2.41), достаточно измерить I_a и U_a в этой и в какой либо сосед-



Рис. 2.41. Определение параметров днода методом характеристического треугольника

ней точке характеристики, например В. По результатам этих двух измерений затем вычисляют параметры, используя выражения (2.85) и (2.86):

2.6.5. Зависимость параметров диода от анодного напряжения

Как уже указывалось, значения параметров от точки к точке характеристики меняются. Для того чтобы представить себе характер этих изменений, можно не учитывать начальные скорости электронов. Тогда теоретическая зависимость S от $U_{\rm B}$ на возрастающем участке характеристики дается уравнением (2.73); здесь S увеличивается пропорционально $U_{\rm a}^{1/2}$ (рис. 2.42). При переходе в насыщение, где характеристика представляется горизонтальной прямой, S скачком падает до нуля. Теоретическая зависимость S от $I_{\rm a}$ на возрастающей части характеристики описывается уравнением (2.75) и имеет ход, похожий на кривую рис. 2.42. В реальных условиях, в основном в результате влияния факторов, рассмотренных в § 2.3, S изменяется более плавно, чем показано на рис. 2.42 (рис. 2.43).

Величина R_i, согласно (2.84), изменяется обратно пропорционально S:





Рис. 2.43. Зависимость параметров от анодного напряжения у реальных диодов

Рис. 2.42. Теоретический ход зависимости крутизны характеристики от анодного напряжения без учета начальных скоростей электронов: *I* — область пространственного заряда; *II* область насыщения

2.6.6. Параметры ламп как отношения амплитуд переменных составляющих токов и напряжений

Если напряжения, подаваемые на электроды ламп, содержат переменные составляющие и амплитуды их настолько малы, что практически не возникает нелинейных искажений, то параметры ламп можно выразить как отношения амплитуд переменных составляющих соответствующих токов и напряжений.

Возможность замены в определениях параметров приращений постоянных токов и напряжений амплитудами переменных составляющих становится очевидной, если сопоставить рис. 2.35 и 2.41. Треугольник obd на рис. 2.35 можно рассматривать как подобие характеристического треугольника ABC на рис. 2.41; в треугольнике obd рис. 2.35 горизонтальный катет равен U_{am} , вертикальный — I_{am} . Заменяя в (2.85) и (2.86) приращения соответствующими переменными составляющими, получаем для параметров диода

$$S = \frac{I_{am}}{U_{am}}, \qquad (2.87)$$

$$R_i = \frac{U_{am}}{I_{am}}.$$
 (2.88)

На основании этих выражений понятиям параметров S и R_i можно дать некоторую дополнительную физическую трактовку. Если (2.87) переписать в виде

$$I_{am} = SU_{am}, \tag{2.89}$$

то S можно рассматривать как некоторый коэффициент, позволяющий по величине переменной составляющей анодного напряжения вычислить переменную составляющую тока, протекающего в анодной цепи. Выражение (2.88) напоминает закон Ома с той особенностью, что оно относится только к переменным составляющим анодного тока

и напряжения. В соответствии с этим R_i можно рассматривать как сопротивление лампы переменному току. В заключение следует еще раз подчеркнуть, что все сказанное действительно лишь при малых амплитудах переменных составляющих.

§ 2.7. СОПРОТИВЛЕНИЕ ЛАМПЫ ПОСТОЯННОМУ ТОКУ

В некоторых случаях необходимо знать, какое сопротивление лампа представляет для постоянного тока. Сопротивление лампы постоянному току R₀ определяется аналогично обычному сопротивлению (рис. 2.44):

$$R_0 = \frac{U_a}{I_a}, \qquad (2.90)$$

где I_a — постоянный ток, протекающий через лампу; U_a — падение напряжения на лампе, соответствующее по характеристике лампы анодному току I_a .

Так как характеристика нелинейна, то R_0 подобно внутреннему сопротивлению R_t меняется от точки к точке характеристики.

Величина R₀ не дифференциальная, поэтому ее не принято рассматривать как характерный параметр лампы.



Рис. 2.44. К определению сопротивления лампы постоянному току

Существует прямая связь между R_0 и R_i . На основании (2.84) и (2.73) можно R_i представить в виде

$$R_l = \frac{2}{3} \frac{1}{GU_{s}^{\prime\prime}},$$

на основании (2.90) и (2.11) R₀ — в виде

$$R_0 = \frac{1}{GU_4^{1/4}} , \qquad (2.91)$$

откуда

$$R_0/R_i=\frac{3}{2}.$$

§ 2.8. МЕЖДУЭЛЕКТРОДНАЯ ЕМКОСТЬ ДИОДА

Два металлических электрода, разделенных диэлектриком, как известно, представляют собой конденсатор, т. е. имеют некоторую электрическую емкость. Это относится и к электродам электронных ламп; роль диэлектрика здесь выполняет вакуум. Емкости между электродами ламп называются м е ж д у э л е к т р о д н ы м и е мк о с т я м и. Проводимость емкости действует параллельно проводи-

мости междуэлектродного пространства. Поэтому в эквивалентной схеме лампы междуэлектродная емкость включена параллельно соответствующему междуэлектродному промежутку (рис. 2.45).

Междуэлектродные емкости могут существенно влиять на работу схемы, в которой используется лампа. В большинстве случаев они

играют отрицательную роль. Это сказывается в основном при работе на высоких частотах, когда их реактивные сопротивления могут стать настолько малыми, что они заметно шунтируют междуэлектродный промежуток лампы.

Величина емкости между двумя электродами ламп определяется не только емкостью между активными участками их поверхностей, т. е. участками, непосредственно входящими в систему электродов и прямо связанными с прохождением электронного потока через междуэлектродное пространство, но и емкостью, создаваемой присоединенными к этим электродам деталями, имеющими к токопрохождению через вакуум лишь

С_{тп акт}

C_{mn} S) C_{mn nac}

косвенное отношение, как то: вводами, держателями, экранами и т. д. Таким образом емкость между электродами m и n (C_{mn}) можно рассматривать как параллельное соединение двух составляющих, емкости между активными участками электродов $C_{mn agr}$ и пассивной составляющей $C_{mn nac}$ за счет деталей, расположенных вне блока электродов (рис. 2.46)

$$C_{mn} = C_{mn} \operatorname{arr} + C_{mn} \operatorname{par}$$

Пассивная составляющая может составлять эначительную долю полной междуэлектродной емкости. Активная составляющая, в отличие от пассивной, через размеры системы электродов связана с дифферен-

Т

C_{mn akm}



^Cmn nac

циальными параметрами лампы. Поэтому при необходимости получения малого значения междуэлектродной емкости в первую очередь следует добиваться снижения пассивной составляющей.





Рис. 2.45. Диод с учетом емкости между анодом и катодом

(2.92)

Значения междуэлектродных емкостей зависят от условий, при которых они определяются. Нужно различать три значения междуэлектродных емкостей:

- а) «холодную»;
- б) статическую «горячую»;
- в) динамическую «горячую».

«Холодной» емкостью называют емкость между электродами при холодном катоде, т. е. при отсутствии объемного заряда в междуэлектродном пространстве, «горячей» емкость при горячем катоде, т. е. когда имеется объемный заряд.

Как будет показано далее, при горячем катоде на междуэлектролную емкость, кроме объемного заряда, влияет и то, что при прохождении тока через лампу в пространстве между электродами передвигаются отрицательно заряженные частицы — электроны. Их удаление от одного электрода и одновременное приближение к другому ведет к непрерывному перераспределению положительных зарядов, наволимых ими на поверхности электродов, и к протеканию соответствующего уравнительного тока по внешней цепи. При переменном анодном напряжении этот ток за счет того, что время пролета электронов имеет конечное значение, будет отставать по времении от изменения напряжения. Это приводит к появлению реактивной составляющей анодного тока и таким образом к изменению величины действующей емкости. Статическая «горячая» емкость — это значение «горячей» емкости, без учета реактивного эффекта за счет передвижения электронов в пространстве между электродами, динамическая «горячая» емкость - емкость с учетом этого эффекта. Исходя из этих определений и «холодная» емкость — тоже емкость статическая, так как при холодном катоде тока через лампу нет.

Расчет междуэлектродных емкостей. Перед тем как приступить к расчету перечисленных значений междуэлектродной емкости, необходимо уточнить определение понятия «емкость». В электростатике емкость обычно определяется как отношение заряда q, связанного на одном из обоих электродов конденсатора, к разности потенциалов U между ними

$$C = -\frac{q}{U} \,. \tag{2.93}$$

Это определение преднолагает, что в междуэлектродном пространстве отсутствуют свободные заряды и диэлектрическая проницаемость изолирующей среды между электродами от напряженности электрического поля и, тем самым, от приложенного напряжения не зависит, в результате чего q пропорционально U. Таким образом, C согласно определению будет величиной, не зависящей от U. Заряд электрода, который нужно подставить в (2.93), в общем случае определяется по теореме Гаусса

$$q = \varepsilon \oint_{\mathbf{F}} E \, d \, F, \qquad (2.94)$$

где E — напряженность поля у поверхности соответствующего электрода; F — его поверхность; є — диэлектрическая проницаемость изолирующей среды.

Указанные предпосылки выполняются, когда катод в лампе холодный. Определим «холодную» емкость С_х диода с плоской системой электродов. Как видно из рис. 2.2, величина Е в этом случае во всем междуэлектродном пространстве одинакова и равна

$$E = \frac{U_a}{d_{ax}} \,. \tag{2.95}$$

Тогда заряд на аноде q, согласно (2.94)

$$\gamma_a = \varepsilon_0 E F_a = \varepsilon_0 U_a \frac{F_a}{d_{ak}}, \qquad (2.96)$$

где F_a — поверхность анода; d_{ak} — расстояние анод — катод; ε_0 — электрическая постоянная.

В связи с отсутствием пространственного заряда очевидно, что

 $q_{\rm tt} + q_{\rm a} = 0, \tag{2.97}$

где $q_{\rm R}$ — заряд на катоде. Так как $|q_{\rm R}| = |q_{\rm a}|$, то безразлично, что подставлять в (2.93): $q_{\rm R}$ или $q_{\rm a}$. Подставляя $q_{\rm g}$, получим для «холодной» емкости плоского диода

$$C_{\rm x} = \frac{\varepsilon_0 F_a}{d_{\rm atc}}, \qquad (2.98)$$

т. е. «холодная» емкость плоского диода равна емкости плоского конденсатора тех же размеров.

При горячем катоде в междуэлектродном пространстве имеются объемный заряд и минимум потенциала, которые меняются с изменением U_a (см. рис. 2.2). Изменение объемного заряда можно рассматривать как изменение диэлектрической проницаемости среды, которая, таким образом, становится зависимой от U_a . В результате q больше не пропорционально U и определение (2.93) больше не применимо. Вместо этого переходят к более общему определению C как производной заряда по напряжению [Л.2.9]:

$$C = \frac{dq}{dU}, \qquad (2.99)$$

Эта так называемая дифференциальная емкость в общем случае уже не является величиной постоянной, а зависит от U подобно всем дифференциальным параметрам ламп. Определение (2.99) содержит (2.93) как частный случай, если считать, что q пропорционально U.

Рассмотрим теперь, какое значение q нужно использовать в (2.99). При холодном катоде этот вопрос не возникает, так как заряды на обонх электродах по модулю одинаковы $(|q_a| = |q_k|)$, а поми мо них других зарядов нет. Одинаковы также и их изменения $(|dq_a| = |dq_k|)$. При горячем катоде, кроме q_n и q_a , существует еще отрица-

тельный заряд в междуэлектродном пространстве q_{пр}. Как видно из рис. 2.47,6, на котором дана картина силовых линий в междуэлектродном пространстве при наличии минимума потенциала перед катодом, все три заряда связаны между собой уравнением

$$q_{\rm K} + q_{\rm a} + q_{\rm np} = 0. \tag{2.100}$$

Отсюда следует, что $[q_{\rm R}]$ и $[q_{\rm a}]$ уже не одинаковы. Различны также их изменения при изменении анодного напряжения, так как $q_{\rm R}$ и $q_{\rm a}$ меняются не только непосредственно за счет нзменения потенциалов, как в «холодной» лампе, но и за счет связанного с этим изменения



Рис. 2.47. Картины электрических силовых линий и распределения потенциала в междуэлектродном пространстве плоского диода: *а* — при холодном катоде; *б* — при горячем катоде

объемного заряда. Если изменения $q_{\rm R}$ и $q_{\rm a}$ за счет изменения потенциалов электродов без учета объемного заряда по модулю и одинаковы, то с учетом его они будут различны, так как объемный заряд распределен несимметрично в пространстве между электродами и меняет свое положение с изменением $U_{\rm a}$. Практически нас интересует емкостной эффект, создаваемый лампой при работе в схеме, т. е. интересует емкостной ток, проходящий через нагрузку. Поскольку нагрузка обычно стоит в цепи анодного тока, то величину емкости в этом случае следует связывать с изменением заряда на аноде. Статическая «горячая» емкость, следовательно, будет определяться выражением

$$C_{v} = \frac{dq_{a}}{dU_{a}}.$$
 (2.101)

Вычислим С, для плоского диода сначала без учета начальных скоростей электронов. Согласно (2.94)

$$q_{\rm a} = \varepsilon_0 F_{\rm a} E_{\rm a}$$

Подставляя сюда (2.14), получаем

$$J_{a} = \frac{4}{3} \cdot \frac{\varepsilon_{0} F_{a}}{d_{ak}} U_{ak}$$

И

$$C_{\rm r} = \frac{4}{3} \frac{\epsilon_0 F_3}{d_{\rm atc}}.$$
 (2.102)

Сравнивая (2.102) с (2.98), находим

$$\frac{C_{\rm r}}{C_{\rm x}} = \frac{4}{3}$$
, (2.103)

т. е. статическая «горячая» емкость без учета начальных скоростей электронов на одну треть больше «холодной». Это является следствием того, что согласно (2.14) и (2.15) Е, при горячем катоде в 4/3 раза больше, чем при холодном.





В отличие от сказанного ранее относительно дифференциальных емкостей величина Cr по полученной формуле от U , не зависит. Это объясняется тем, что в частном случае, когда начальные скорости электронов не учитываются, кривая распределения потенциалов с изменением U_a лишь пропорционально изменяется по ординатам, оставаясь по форме всегда подобной.

Расчет статической «горячей» емкости с учетом начальных скоростей приходится производить методом численного интегрирования, пользуясь при этом введенными Ленгмюром переменными 5 и п. На

рис. 2.48 приведена вычисленная таким образом зависимость $C_r/C_s = f(U_a/U_T)$ для плоского диода с $d_{aR} = 0,01$ см и окисдным катодом с температурой $T_R = 1000$ К и удельной эмиссией $j_B = 1$ А/см² [Л.2.10]. В основной части областей начального тока и насыщения $C_r/C_x \approx 1$, в средней части области пространственного заряда $C_v/C_x \approx 4/3$. В местах перехода из одной области в другую за счет образования и исчезновения минимума потенциала отношение C_r/C_x резко меняется, имея максимум, равный $\approx 1,8$, непосредственно перед переходом из начальной области в область пространственного заряда, и минимум, равный $\approx 0,35$, в точке перехода в насыщение.

Зависимость «горячей» емкости от U_a может стать существенной при использовании ламп в резонансных усилителях и генераторах ультракоротких волн.

Динамические емкости будут рассмотрены в гл. б.

§ 2.9. ОТНОШЕНИЕ КРУТИЗНЫ ХАРАКТЕРИСТИКИ К междуэлектродной емкости

Выражение для отношения крутизны S к «горячей» емкости C_r без учета начальных скоростей электронов для случая плоского диода легко получить делением (2.73) на (2.102) и подстановкой вместо G и 2,33 · 10⁻⁶ выражений (2.7) и (2.10):

$$\frac{S}{C_{\rm r}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\gamma \overline{U_{\rm a}}}{d_{\rm att}}.$$

Сопоставляя это выражение с (2.20), находим

$$\frac{S}{C_{\rm r}} = \frac{3}{2} \frac{1}{\tau_{\rm r}}, \qquad (2.104)$$

где τ_r — время пролета электрона при горячем катоде. Величина S/C_r , следовательно, обратно пропорциональна τ и имеет размерность с⁻¹.

Далее будет показано, что отношения типа S/C_r являются важным критерием для оценки пригодности ламп к работе в том или ином диапазоне частот.

§ 2.10. РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА

4*

Под рабочей характеристикой диода понимают зависимость анодного тока I_a от напряжения источника питания в анодной цепи E_a при наличии в ней сопротивления нагрузки R_a (рис. 2.49)

$$l_{\rm a}=f(E_{\rm a}).$$

Так как согласно (1.24) U_a и E_a в рабочем режиме друг другу не равны, то рабочая характеристика должна отличаться от статической.

Определим ход рабочей характеристики путем графического построения, если известны статическая характеристика и величина сопротивления нагрузки. Сначала найдем ток, протекающий по анод-

ной цепи лампы при заданных E_a и R_a . Этот ток должен подчиняться двум зависимостям:

 как ток, протекающий через лампу, он определяется статической характеристикой лампы, которую можно представить в виде функциональной зависимости

$$I_{\rm a} = f(U_{\rm a});$$

2) как ток, протекающий по внешней цепи лампы, он согласно (1.23) равен

$$I_{\mathbf{a}} = \frac{E_{\mathbf{a}} - U_{\mathbf{a}}}{R_{\mathbf{a}}}.$$
 (2.105)

Следовательно, устанавливающееся значение анодного тока опрецеляется точкой, в которой

$$f(U_{a}) = \frac{E_{a} - U_{a}}{R_{a}} .$$
 (2.106)

Решение этого уравнения легко найти графически в системе координат $I_u - U_a$ (рис. 2.50). Левая часть равенства (2.106) представляется статической характеристикой лампы, правая — прямой линией с наклоном

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{R_a}.$$

Так как наклон этой прямой определяется величиной сопротивления нагрузки, то ее называют н а г р у з о ч н о й. Ее легко построить по точкам ее пересечения с осями координат. Согласно (2.105) нагрузочная прямая пересекает ось абсцисс в точке $U_a = E_a$, ось ординат — в точке $I_a = E_a/R_a$. Искомое значение I_a получается как



Рис. 2.49. Диод с нагрузкой в анодной цепи



Рис. 2.50. Построение рабочей характеристики диода

точка пересечения нагрузочной прямой со статической характеристикой. Горизонтальный отрезок от оси ординат до абсциссы, соответствующей найденному значению I_a , представляет собой падение напряжения на лампе U_a , дополнительный отрезок до абсциссы E_a — падение напряжения на нагрузке $I_a R_a$. Теперь перейдем ко второму этапу решения задачи, непосредственному построению рабочей характеристики. Для этого путем параллельного переноса нагрузочной прямой (значение R_a остается одним и тем же) находим значения I_a при различных E_a и располагаем их против соответствующих значений E_a на оси абсцисс. Полученная таким образом характеристика исходит из той же точки на оси абсцисс, что и статическая, но дальше идет более полого. Она ближе к прямой, чем статическая, но все же не является линейной. Чем больше R_a , тем положе характеристика.

При наличии нагрузки в анодной цепи для построения формы анодного тока по методике, описанной в § 2.4, вместо статической надо пользоваться рабочей характеристикой лампы.

§ 2.11. ПРИМЕНЕНИЕ ДИОДОВ

Применение диодов основано на использовании нелинейности их характеристики. В электрических схемах они обычно служат для того, чтобы при подаче на анод какого-либо меняющегося по времени напряжения получить в анодной цепи ток, тем или иным образом отличающийся от него по форме.

Если под характеристикой понимать зависимость между I_a и U_a не только в области токопрохождения, но и при достаточно больших отрицательных значениях U_a , то нелинейность ее обусловлена следующими обстоятельствами:

 нелинейностью связи между I_a и U_a, выражаемой законом степени 3/2 с постепенным переходом в насыщение;

2) униполярной проводимостью диода, вызванной тем, что из обоих электродов лампы только катод испускает электроны.

Основные области применения диодов следующие.

1. Выпрямление переменного тока низкой частоты; при выпрямлении точка покоя лежит в начале системы координат. Форма анодного тока приведена на рис. 2.36.

2. Детектирование, которое заключается в выделении низкочастотной составляющей из амплитудно-модулированного высокочастотного сигнала. Этот процесс по существу сводится к выпрямлению токов высокой частоты.

3. Преобразование частоты, которое заключается в изменении частоты несущего тока амплитудно-модулированного высокочастотного сигнала. Оно основано на том, что за счет нелинейности характеристики используемого диода возможно получение высокочастотной составляющей анодного тока, не содержащейся в кривой подаваемого на анод напряжения сигнала.

ГЛАВА З

(3.1)

трехэлектродные лампы

§ 3.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ СЕТКИ В ТРИОДЕ

Для получения возможности изменять величину анодного тока независимо от анодного напряжения, в пространство между анодом и катодом вводится дополнительный электрод — сетка. Этот электрод не должен быть сплошным, а иметь достаточное количество отверстий, чтобы через него могли проходить летящие к аноду электроны. В современных лампах в большинстве случаев используются сетки с параллельно расположенными витками из круглой проволоки (см. § 1.1). Основные величины, характеризующие конструкцию таких сеток: диаметр проволоки навивки 2c, шаг навивки p и коэффициент заполнения сетки с, показывающий, какую долю площади в плоскости сетки занимает проволока навивки

Управление анодным током производится путем изменения потенциала сетки. Для того чтобы выяснить, на основании чего при этом изменяется ток, рассмотрим распределение потенциала в пространстве между электродами. Начнем с распределения потенциала в диоде. когда ток ограничен пространственным зарядом. Из трех областей характеристики диода область пространственного заряда выбрана по следующей причине. В области насыщения анодный ток от анодного напряжения, следовательно, и от напряженности электрического поля у катода практически не зависит; поэтому здесь невозможно эффективное управление током путем изменения потенциала электродов. Из остальных двух областей наибольший практический интерес представляет область пространственного заряда, так как при работе лампы в таком режиме анодные токи достаточно велики и достаточно сильно изменяются с изменением анодного напряжения. Как было показано раньше, в дноде у кривых распределения потенциала при наличии пространственного заряда имеется минимум, глубина которого и определяет количество электронов, способных долететь до анода. Введем теперь в междуэлектродное пространство сетку. Предположим, что проволока навивки настолько тонкая и шаг навивки настолько мал, что сетку практически можно рассматривать как сплошную проводящую пластинку, но настолько тонкую, что через

нее беспрепятственно могут пролетать электроны. Если такую идеализированную сетку установить на расстоянии x от катода и сообщить ей потенциал, равный потенциалу, который имелся в этом месте пространства до ее введения, иначе говоря сообщить ей потенциал, равный потенциалу окружающего пространства, то его распределение между электродами не изменится (рис. 3.1; кривая 1). Если теперь повысить потенциал сетки, то минимум перед катодом станет менее глубоким и анодный ток возрастет (рис. 3.1, кривая 2). Если потенциал сетки сделать ниже потенциала пространства, то минимум, наоборот, станет более глубоким, и анодный ток уменьшится (рис. 3.1,







Рис. 3.2. Токи в цепях электродов триода

кривая 3). Таким. образом, с изменением потенциала сетки меняется глубина минимума. Отсюда следует, что управляющее действие сетки триода в режиме пространственного заряда основано на изменении глубины минимума потенциала перед катодом.

В приведенных ранее рассуждениях предполагается, что сетка прозрачна для электронов, так что, несмотря на положительный потенциал, электроны на ней не оседают. При реальных же конструкциях сеток и положительных потенциалах на них, часть электронов, летящих с катода, захватывается витками сетки. В результате этого в се цепи появляется ток. Отсюда в триоде в общем случае нужно различать три тока (рис. 3.2): катодный, протекающий по выводу катода и соответствующий потоку электронов, преодолевающих минимум потенциала; сеточный, протекающий в цепи сетки и соответствующий количеству электронов, попадающих на сетку, и анодный за счет электронов, долетающих до анода. Нормальное направление всех токов во внешней цепи — от катода. Связь между этими токами, согласно рис. 3.2, следующая

$$I_{\rm R} = I_{\rm s} + I_{\rm c}, \qquad (3.2)$$

где /_в — катодный ток; /_а — анодный ток; /_с — сеточный ток (индекс «с» указывает на то, что величина относится к цепи сетки).

При положительных сеточных напряжениях, в связи с наличием сеточного тока, в цепи сетки расходуется мощность от источника энергии, используемого для управления анодным током. Кроме того, при ваданном катодном токе анодный ток уменьшается за счет появления сеточного. То и другое невыгодно при использовании лампы. Поэтому желательно работать не при положительных, а при отрицательных сеточных напряжениях, так как при $U_0 < 0$

С идеализированными сетками ранее описанного вида управление током при отрицательных потенциалах сетки осуществить нельзя. Это объясняется тем, что такие сетки представляют собой эквипотенциальные поверхности и поэтому электроны при отрицательных потенциалах через них нигде пройти не могут. Однако при реальных конструкциях сеток это становится возможным, так как просветы между витками у них велики по сравнению с днаметром витков, т. е. сетки имеют резко выраженную ячеистую структуру. Поэтому потенциал в плоскости сетки не везде одинаков; по середине между витками он может быть положительным, хотя сами витки отрицательны.

Для полного разбора данного вопроса необходимо подробно рассмотреть картину электрического поля в междуэлектродном пространстве.

§ 3.2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ РЕАЛЬНОГО ТРИОДА

3.2.1. Картины электростатического поля триода , при разных напряжениях сетки

Изучение вопроса о влиянии потенциала сетки на электрическое поле в междуэлектродном пространстве начнем с рассмотрения электростатического поля «холодного» триода, т. е. триода, у которого катод холодный и поэтому в междуэлектродном пространстве отсутствует пространственный заряд. Предположим, что система электродов плоская и сетка выполнена в виде ряда параллельных стержней. Для исключения краевых эффектов примем, что электроды бесконечно протяженны. Картины поля представим при помощи эквипотенциальных линий.

Как известно из электротехники, при наличии нескольких заряженных тел потенциал в какой-либо точке пространства по принципу суперпозиции определяется как сумма потенциалов, обусловленных в этой точке зарядом каждого тела: вклад заряда каждого тела зависит при этом от величины потенциала этого тела и расстояния его от рассматриваемой точки. В случае электронной лампы роль заряженных тел выполняют электроды. Результирующее поле в междуэлектродном пространстве триода при плоской системе электродов представляет собой наложение друг на друга плоскопараллельного поля, образуемого катодом и анодом, и поля сетки. Эквипотенциальные линии поля сетки у витков — замкнутые фигуры, близкие к окружности, а



Рнс. 3.3. Электростатическое поле реального триода при различных потенпиалах сетки: $a - U_c = -15$ В; $b - U_c = -8$ В; $b - U_c = -6$ В; $b - U_c = -4$ В; $b - U_c = 0$; $c - U_c = U_0 = 37.5$ В

на расстояниях от витков, значительно больших щага навивки, прямые линии, параллельные плоскости сетки. Для того чтобы результирующий потенциал изменялся от точки к точке междуэлектродного пространства, достаточно, чтобы изменялась хотя бы одна из составляющих потенциала. Так, например, если двигаться в плоскости сетки от витка к витку, то с удалением от поверхности одного витка и приближением к другому результирующий потенциал будет изменяться, хотя расстояния от катода и анода при этом не изменяются. Плоскость сетки, таким образом, в общем случае не представляет собой эквипотенциальной поверхности.

На рис. 3.3 дана серия картин электростатического поля плоского триода при различных сеточных напряжениях. Анодное напряжение везле леинято равным 100 В. Сплошными линиями проведены эквипотенциали для потенциалов, кратных 10; линии для промежуточных значений потенциалов даны пунктиром. Области пространства, где потенциал ниже потенциала катода, заштрихованы. Отличительной чертой картин всех этих полей является следующее. При идеальной сетке, как она описана в предыдущем параграфе, все эквипотенциальные линии были бы прямыми. В действительности же за счет крупнояченстой структуры сетки эти линии вблизи витков сетки в большей или меньшей степени искривлены. В связи с этим поле в междуэлектродном пространстве можно разделить на две зоны, ближнюю и дальнюю, имея в виду их расположение относительно сетки. Под ближней зоной понимают область поля, в которой форма эквипотенциальных линий в значительной степени зависит от структуры навивки сетки. т. е. от шага я диаметра проволоки навивки, под дальней зоной область, где такая зависимость практически больше не наблюдается. При плоской системе электродов дальняя зона соответствует области поля, где эквипотенциальные линии — прямые. Расположение границы между зонами зависит не только от конструкции сетки, но и от напряжений электродов. Так, например, в режиме, соответствующем рис. 3.3, е, ближнюю зону составляет лишь узкая полоса вокруг сетки. в то время как в режимах соответственно рис. 3.3,6 и 3.3, в эта зона простирается до самой поверхности катода.

От тех же факторов, что и форма границы между зонами, зависит характер искривления эквипотенциальных линий около сетки. В случае, когда потенциал сетки имеет отрицательное значение или положительное, меньшее потенциала окружающего пространства, эквипотенциальные линии за счет большого положительного потенциала анода в промежутке между витками прогибаются в сторону катода, *анодное поле*, как говорят, *провисает*. Провисание анодного поля создает между витками сетки своего рода положительные «ворота», через которые электроны, несмотря на отрицательный потенциал самих витков, могут пройти от катода к аноду (рис. 3.4). На провисании анодного поля и основана возможность управления анодным током при отрицательных сеточных напряжениях.

Рассмотрим теперь в отдельности каждую картину серии, представленной на рис. 3.3 (картины расположены в порядке возрастающего потенциала сетки). На рис. 3.3,а показано поле при больших отрицательных U_c. Потенциал пространства перед катодом по всей его поверхности отрицателен. Если пренебречь начальными скоростями, то электроны при таком поле не могут нокинуть катод: лампа «заперта». Рис. 3.3,б соответствует моменту появления анодного тока. В точке поверхности катода, лежащей против середины просвета между витками, граднент потенциала за счет провисания анодного поля становится положительным. Лампа «отпирается», если потенциал сетки изменять от более отрицательных к более положительным значениям, или «запирается», если потенциал сетки понижается.

Сеточное напряжение, соответствующее **ЭТОМУ** случаю. называется напряжением При запирания. лальнейшем повышении потенциала сетки (рис. 3.3, в) потенциал пространства становится положительным уже перед целыми участками поверхности катода. С этих участков электроны могут уходить на анод, в то время как остальная часть поверхности катода еще «заперта». Анолный TOK. таким образом, получается за счет электронов, идуших как бы с отдельных островков поверхности катода. Отсюда это явление получило название «островкового» или «островного» эффекта. На рис. 3.3,2 потенциал пространства уже перед всей поверхностью катода положителен, так что работает весь катод. Но так как за счет провисания анодного поля ближняя зона поля сетки еше ПОпростирается Д0



Рис. 3.4. Распределение потенциала в реальном триоде при холодном катоде и $U_c = -6$ B; $U_a = 100$ B:

а — картина электростатического поля; б — наменение потенциала в продольных сечениях ламя: I — I — в сечении через витки сетки; II — II — в сечении посередине между витками сетки; о — изменение потенциала в поперечном сечении лампы, прокоженном через витки сетки

верхности катода, градиент потенциала и плотность катодного тока здесь от точки к точке различны. Вытекающая отсюда неравномерность распределения тока по поверхности катода по своему существу ивляется слабой разновидностью островкового эффекта. Поэтому оба явления обычно объединяют под общим названием. Под островковым эффектом в широком смысле понимают не только крайний случай образование островков, но всякую неравномерность распределения по поверхности катода снимаемого с него тока, вызванную провисанием анодного поля. Островковый эффект — явление вредное, так как за счет него, как будет показано дальше, ухудшаются параметры ламп. Рис. 3.3, ∂ соответствует случаю $U_c = 0$. Здесь потенциал пространства всюду положителен. Катод практически уже лежит в дальней зоне; градиент потенциала у поверхности катода везде один и тот же. На рис. 3.3,e показано поле, когда потенциалы сетки и окружающего пространства равны. Здесь провисания анодного поля нет, искривления эквипотенциальных линий — минимальны.

Из рассмотрения картин поля, таким образом, следует, что управление анодным током при отрицательном сеточном напряжении становится возможным за счет провисания анодного поля. Однако провисание поля играет не только положительную роль в работе ламп. Отрицательная сторона этого явления заключается в том, что оно в большинстве конструкции ламп приводит к появлению островкового эффекта.

3.2.2. Уравнение электростатического поля реального триода

Так как количество электронов, долетающих до анода, зависит от конфигурации электрического поля между электродами, то для вывода уравнения характеристик лампы необходимо начать с уравнения





поля. Рассмотрим сначала «холодное» поле плоского триода, у которого сетка выполнена в виде ряда параллельных цилиндрических стержней (рис. 3.5, a). Для исключения краевых эффектов предположим, как и раньше, что электроды бесконечно протяженны. Начало системы координат выберем в центре витка сетки. Координату в направлении, нормальном к плоскости электродов, обозначим x, в параллельном — y. Так как проблема здесь плоская, то электрическое поле определяется двухмерным видом уравнения Лапласа

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial u^2} = 0, \qquad (3.4)$$

где U — потенциал в точке поля с координатами x и y. Решение этого уравнения относительно U, при условии, что анод и катод лежат в дальней зоне поля сетки, для данной конфигурации электродов можно представить в виде [Л.3.1; 3.2]

$$U = -A \ln\left(2\operatorname{ch}\frac{2\pi x}{p} - 2\cos\frac{2\pi y}{p}\right) - B \frac{4\pi x}{p} + C, \qquad (3.5)$$

где A, B, C — постоянные, значения которых определяются по граничным условиям у поверхностей катода, анода и сетки.

Среди методов решения двухмерного уравнения Лапласа наиболее удобным при рассматриваемой конфигурации электродов является метод функций комплексного переменного или, как его иначе называют, метод конформных отображений. Выбор этого метода обусловлен тем, что при данной конфигурации электродов решение уравнения Лапласа непосредственно в координатах x и y связано с очень громоздкими преобразованиями. Сущность его заключается в следующем: сначала преобразуют очертания электродов к такому виду, для которого решение уравнения Лапласа легко найти, и затем получающееся при этом уравнение электрического поля преобразуют обратно к исходной конфигурации электродов.

Для выполнения этих преобразований предположим, что плоскость рассматриваемого поля комплексная с вещественной осью у и мнимой х (см. рис. 3.5, a)*. Тогда положение каждой точки этой плоскости можно характеризовать комплексной переменной

$$z = y + jx. \qquad . \tag{3.6}$$

Обозначим эту плоскость как *z*-плоскость. Рассмотрим далее другую комплексную переменную

$$\omega = u + jv, \tag{3.7}$$

которой соответствует своя комплексная плоскость ω (рис. 3.5,6). Предположим, что ω является функцией от 2

$$\omega = f(z). \tag{3.8}$$

Тогда каждой точке *z*-илоскости будет соответствовать определенная точка *w*-плоскости. Это даст возможность преобразовать одну конфигурацию системы электродов в другую и один вид поля — в другой. Характер преобразования зависит от функциональной зависимости между *w* и *z*.

Если w (г) аналитическая функция, то, как доказывается в теории функции комплексного переменного, каждая из составляющих w. удовлетворяет уравнению Лапласа, т. е.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = 0,$$

* Выбор оси y в качестве действительной и оси x - в качестве мнимой в отличие от обычного z = x + jy обусловлено принятым ранее обозначением осей координат в системе электродов триода.

и кривые u = const и v = const образуют два взаимно ортогональных семейства и поэтому формально обладают теми же свойствами, что эквипотенциальные и силовые линии в электрическом поле. Любое из этих семейств можно рассматривать как семейство эквипотенциальных или силовых линий. Обычно за эквипотенциальные линии принимают кривые u(x, y) = const.

Отображение при помощи функции комплексного переменного является конформным, т. е. все ортогональные линии переходят в ортогональные, а любые достаточно малые геометрические фигуры остаются подобными.

Для преобразования очертаний электродов воспользуемся функцией

$$\omega = a \ln \sin \frac{\pi z}{p}, \qquad (3.9)$$

где *a* — коэффициент пропорциональности; *p* — шаг сетки.

Если комплексное число sin $\frac{\pi z}{p}$ представить в показательной форме

$$\sin\frac{\pi z}{p} = \rho e^{/\varphi},$$

то выражение (3.9) можно переписать в виде

 $w = a (\ln \rho + j \phi),$

откуда из сопоставления с (3.8)

$$u = a \ln \rho,$$

$$v = a\varphi. \tag{3.10}$$

Теперь найдем выражения для u u v как функций от x и y. Согласно правилам разложения тригонометрических функций комплексного переменного на действительную и мнимую части sin $\frac{\pi z}{\rho}$ можно представить в виде

$$\sin\frac{\pi z}{p} = \sin\left(\frac{\pi y}{p} + j\frac{\pi x}{p}\right) = \sin\frac{\pi y}{p} \operatorname{ch}\frac{\pi x}{p} + j\cos\frac{\pi y}{p} \operatorname{sh}\frac{\pi x}{p}, (3.11)$$

откуда о как модуль этого комплексного числа

$$\rho = \sqrt{\sin^2 \frac{\pi y}{p} \operatorname{ch}^2 \frac{\pi x}{p} + \cos^2 \frac{\pi y}{p} \operatorname{sh}^2 \frac{\pi x}{p}},$$

или, поскольку, $\sin^2 \frac{\pi y}{p} = 1 - \cos^2 \frac{\pi y}{p}$ и $\sin^2 \frac{\pi x}{p} = \cosh^2 \frac{\pi x}{p} - 1$, то

$$\rho = \sqrt{\operatorname{ch}^2 \frac{\pi x}{p} - \cos^2 \frac{\pi y}{p}}.$$

Учитывая далее, что

$$ch^2 \frac{\pi x}{p} = \frac{1}{2} \left(1 + ch \frac{2\pi x}{p} \right) \ u \ \cos^2 \frac{\pi y}{p} = \frac{1}{2} \left(1 + cos \frac{2\pi y}{p} \right)$$

окончательно получаем

$$\rho = \sqrt{\frac{1}{2} \left(ch \frac{2\pi x}{p} - cos \frac{2\pi y}{p} \right)}$$

Согласно (3.11) ϕ как аргумент комплекса sin $\frac{\pi z}{p}$ будет

$$\psi = \arctan \frac{\frac{\ln \frac{\pi x}{p}}{\frac{p}{\lg \frac{\pi y}{p}}}.$$

Используя эти выражения для р и ф, на основании (3.10) можно написать для и и v, если у р из-под корня вынести множитель 1/2

$$u = \frac{a}{2} \ln \left(2 \operatorname{ch} \frac{2\pi x}{p} - 2 \cos \frac{2\pi y}{p} \right) - \frac{a}{2} \ln 4, \quad (3.12)$$

$$v = a \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{th} \frac{\pi x}{p}}{\operatorname{tg} \frac{\pi y}{p}}. \quad (3.13)$$

Перейдем теперь к определению образов электродов триода в ш-плоскости, предполагая, что катод и анод лежат в дальней зоне поля сетки. Влияние поля сетки на поле перед катодом и анодом зависит, как было показано в предыдущем параграфе, от структуры сетки и междуэлектродных расстояний. Оно будет тем слабее, чем больше расстояние сетки от катода, чем больше расстояние сетки от анода и чем мельче структура сетки. Эти три условия математически можно выразить в виде

1)
$$\frac{d_{c_{R}}}{\rho} \gg 1$$
, 2) $\frac{d_{ac}}{\rho} \gg 1$, 3) $\frac{2c}{\rho} \ll 1$,

где $d_{c_{\rm H}}$ — расстояние от сетки до катода; $d_{\rm ac}$ — расстояние от сетки до анода.

Так как рассматриваемый триод в направлении оси y имеет периодическую структуру с периодом y = p, то его по линиям симметрии можно разбить на отдельные секции с одинаковой картиной электрического поля. Найдем сначала в w-плоскости образ одной какой-нибудь секции, например секции между линиями y = -p/2 и y = +p/2. Значения переменных x, y, u и v, относящиеся к поверхности анода, катода и сетки, обозначим индексами a, к и с соответственно.

Поверхность анода в *z*-плоскости представляется прямой линией, параллельной оси *y* при $x = d_{ac}$. Значение y_a в пределах секции изменяется от y = -p/2 до y = +p/2. Тогда согласно (3.12) для координаты *u* образа анода в *w*-плоскости получаем

$$u_{a} = \frac{a}{2} \ln \left(2 \operatorname{ch} \frac{2\pi d_{ac}}{p} - 2 \cos \frac{2\pi y_{a}}{p} \right) - \frac{a}{2} \ln 4$$

Если анод лежит в дальней зоне поля сетки, то $d_{ac}/p \gg 1$, откуда и сh $\frac{2\pi d_{ac}}{p} \gg 1$. Так как далее соз $\frac{2\pi y_a}{p} \ll 1$, то вторым членом в скобке по сравнению с первым можно пренебречь. Учитывая теперь, что

$$\operatorname{ch}\frac{2\pi d_{\operatorname{ac}}}{p} = \frac{1}{2} \left(\operatorname{e}^{\frac{2\pi d_{\operatorname{ac}}}{p}} + \operatorname{e}^{\frac{2\pi d_{\operatorname{ac}}}{p}} \right)$$

и что при $d_{ac}/p \gg 1$ имеем $e^{\frac{2\pi d_{ac}}{p}} \gg e^{\frac{-2\pi d_{ac}}{r}}$, то можно считать

$$\operatorname{ch} \frac{2\pi d_{\operatorname{ac}}}{p} \approx \frac{1}{2} \operatorname{e}^{\frac{2\pi u_{\operatorname{ac}}}{p}}$$

откуда

 $u_{a}=\frac{a}{2}\frac{2\pi d_{ac}}{\rho}-\frac{a}{2}\ln 4.$

Таким образом, *u*_a является постоянной величиной, имеющей очень большое положительное значение.

Согласно (3.13) и для образа анода равно

$$v_{a} = a \arctan \frac{\operatorname{th} \frac{\pi d_{ac}}{p}}{\operatorname{tg} \frac{\pi y_{a}}{p}}$$

и имеет значения в пределах $v_a = 0$ при $y_a = \pm p/2$ и $v_a = a \cdot \pi/2$ при $y_a = 0$. Образом анода в *w*-плоскости в пределах одной секции триода, таким образом, является отрезок прямой длиной $a\pi/2$, лежащий одним концом на оси *u* и расположенный параллельно оси *v* при больших положительных значениях *u*.

Поверхность катода в z-плоскости представляется прямой линией, параллельной оси y при $x = -d_{ck}$. Так как функции ch $\frac{2\pi d_{ck}}{p}$ и соз $\frac{2\pi d_{ck}}{p}$ симметричны относительно оси ординат, то знак «минус» при d_{ck} не нужно принимать во внимание при их рассмотрении. Учитывая это, подобным образом, как выше для анода, можно установить, что образом катода в w-плоскости при $d_{ck}/p \gg 1$ является отрезок прямой длиной $a_{\pi}/2$, лежащей одним концом на осн u и расположенный параллельно оси v при очень больших положительных значениях u.

Поверхность сетки в *z*-плоскости представляется окружностью вокруг начала системы координат с радиусом *c*. Условие $2c/p \ll 1$ означает, что $\frac{2\pi x_c}{p} \ll 1$ и $\frac{2\pi y_c}{p} \ll 1$, так как $c = \sqrt{x_c^2 + y_c^2}$. Если теперь функции $ch \frac{2\pi x}{p}$ и соз $\frac{2\pi y}{p}$ разложить в ряд

ch
$$\frac{2\pi x}{p} = 1 + \frac{1}{2!} \left(\frac{2\pi x}{p}\right)^2 + \frac{1}{4!} \left(\frac{2\pi x}{p}\right)^4 + \dots$$
 (3.14)

$$\cos\frac{2\pi y}{p} = 1 - \frac{1}{2!} \left(\frac{2\pi y}{p}\right)^2 + \frac{1}{4!} \left(\frac{2\pi y}{p}\right)^4 - \dots$$
(3.15)

и исходя из условия $2c/p \ll 1$ ограничиться первыми двумя членами разложения, то при подстановке $x_c^2 + y_c^2 = c^2$ получим

$$2\operatorname{ch}\frac{2\pi x_{c}}{p} - 2\operatorname{cos}\frac{2\pi y_{c}}{p} = \left(\frac{2\pi x_{c}}{p}\right)^{2} + \left(\frac{2\pi y_{c}}{p}\right)^{2} = \left(\frac{2\pi g}{p}\right)^{2}.$$

Тогда для поверхности сетки будет

$$u_{\rm c}=\frac{a}{2}\ln\left(\frac{2\pi c}{p}\right)^2-\frac{a}{2}\ln 4.$$

Так как $2c/p \ll 1$, то $\ln\left(\frac{2\pi c}{p}\right)^2$ является большой отрицательной ве-

личиной и *u*_c равно постоянной величине, имеющей большое отрицательное значение. Соответствующее выражение для *v* равно

$$v_{\rm c} = a \cdot \arctan \frac{\frac{\operatorname{th} \frac{\pi x_{\rm c}}{p}}{\operatorname{tg} \frac{\pi y_{\rm c}}{p}}.$$

В пределах одной секции v_c изменяется от 0 при $x_c = 0$, $y_c = \pm c$ до $a\pi/2$ при $x_c = \pm c$, $y_c = 0$. Образ сетки в w-плоскости также представляется отрезком прямой длиной $a\pi/2$, лежащим одним концом на оси u и расположенным параллельно оси v, но в отличие от анода и катода — при больших отрицательных значениях u.

Если теперь перейти к построению образа одной секции триода в целом, то нужно иметь в виду, что в реальных лампах значения $d_{\rm ck}$ и $d_{\rm ac}$ одного порядка величины, так что расстояние $u_{\rm a} - u_{\rm g}$ можно считать пренебрежимо малым по сравнению с $u_{\rm a} - u_{\rm c}$. Одной секции триода в w-плоскости, таким образом, будет соответствовать система из параллельных электродов длиной $a\pi/2$ с очень большим расстоянием между образом сетки, с одной стороны, и практически совпадающими образами анода и катода — с другой (рис. 3.5,6).

Эта система электродов является одновременно и отображением всего триода, так как из-за периодичности функций соз $\frac{2\pi u}{p}$ и tg $\frac{\pi y}{p}$ образы всех секций триода накладываются друг на друга.

Для вывода уравнения электрического поля рассмотрим поле в междуэлектродном пространстве триода как наложение друг на друга двух составляющих:

1) поля между сеткой с потенциалом $U_{\rm o}$ и соединенными вместе анодом и катодом с потенциалом, равным потенциалу катода $U_{\rm R}$;

2) поля между анодом и катодом при отсутствии сетки за счёт разности потенциалов между ними $U_a - U_{\mu}$.

Если потенциал пространства, обусловленный первой составляющей, обозначить U', второй — U", то результирующий потенциал будет

$$U = U' + U''. (3.16)$$

Первая составляющая, соответствующая полю сетки, в *w*-плоскости представляет собой поле плоского конденсатора, образуемого образом сетки с одной стороны и совмещенными образами анода и катода — с другой. Краевые эффекты здесь отпадают, так как границам секций триода (y = (2n + 1) p/2, n = 1, 2, 3...) соответствует в *w*-плоскости прямая $v = a\pi/2$, а оси симметрии секций (y = np) прямая v = 0. Эквипотенциальные линии в этом конденсаторе определяются условием u = const, откуда U' = u. Отображая это поле обратно в *z*-плоскость, на основании (3.12) для первой составляющей поля получим

$$U' = \frac{a}{2} \ln \left(2 \operatorname{ch} \frac{2\pi x}{p} - 2 \cos \frac{2\pi y}{p} \right) - \frac{a}{2} \ln 4.$$

Вторая составляющая представляет, собой в *г*-плоскости поле плоского конденсатора, которое можно представить в виде

$$U'' = gx + h,$$

где g и h — постоянные.

Если теперь сложить выражения для U' и U" и ввести обозначения

$$A = -\frac{a}{2}, \quad B = -g\frac{\rho}{4\pi}, \quad C = h - \frac{a}{2}\ln 4,$$

то для U получится выражение (3.5).

Уравнение (3.5) можно упростить применительно к дальней и ближней зонам поля, учитывая особенности каждой из них. Это облегчит расчеты поля у поверхностей анода и катода, лежащих в дальней зоне, и у поверхности сетки, относящейся к ближней. Согласно определению понятия дальней зоны в ее пределах

$$\frac{x}{p} \gg 1. \tag{3.17}$$

Это условие дает возможность значительно упростить первый член выражения (3.5). Гиперболический косинус — функция, симметричная относительно оси ординат, поэтому можно заменить его аргумент *x* модулем аргумента |x|. Если далее выразить гиперболический косинус через экспоненциальные функции, то получим

$$ch \frac{2\pi x}{p} = ch \frac{2\pi |x|}{p} = \frac{1}{2} \left(e^{\frac{2\pi |x|}{p}} + e^{-\frac{2\pi |x|}{p}} \right).$$

Так как $x/p \gg 1$, то е $p \gg e^{-p}$. Поэтому в дальней зоне

можно считать, что

$$\operatorname{ch} \frac{2\pi x}{p} \approx \frac{1}{2} \operatorname{e}^{\frac{2\pi |x|}{p}}.$$

Второе слагаемое в скобке (3.5), соз $\frac{2\pi y}{p}$, всегда меньше единицы $\frac{2\pi |x|}{p}$

и поэтому здесь им тоже можно пренебречь по сравнению с $\frac{1}{2}$ е $\frac{2\pi |x|}{p}$. С учетом этих упрощений для дальней зоны

$$U = -A \frac{2\pi |x|}{p} - B \frac{4\pi x}{p} + C.$$
 (3.18)

Особенность этого выражения состоит в том, что во второй член входит алгебраическое значение x, а в первый — его модуль. Так как результат не содержит y, то эквипотенциали, построенные на основании (3.18), — прямые, параллельные электродам.

В ближней зоне около поверхности витка сетки

$$\frac{x}{p} \ll 1, \quad \frac{y}{p} \ll 1. \tag{3.19}$$

Здесь удобно перейти к полярным координатам и ввести радиус-вектор относительно центра витка

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}.$$
 (3.20)

Тогда указанные в (3.19) два условия можно заменить одним

$$r/p \ll 1. \tag{3.21}$$

Для преобразования (3.5) разложим ch $\frac{2\pi x}{p}$ и cos $\frac{2\pi y}{p}$ в ряды

соответственно (3.14) и (3.15) и в связи с условиями (3.19) ограничимся первыми двумя членами разложения. Тогда первый член (3.5), учитывая (3.20), можно записать в виде

$$-A\ln\left(2\operatorname{ch}\frac{2\pi x}{p}-2\cos\frac{2\pi y}{p}\right)=-2A\ln\frac{2\pi r}{p}.$$

Так как — $\ln \frac{2\pi r}{p}$ в связи с условием (3.21) — очень большая. величина, то в (3.5) членом $B \frac{4\pi x}{p}$ по сравнению с первым можно пренебречь. Тогда для *U* вблизи витка сетки получается

$$U = -2A \ln \frac{2\pi r}{\rho} + C.$$
 (3.22)

Это означает, что эквипотенциальные линии вблизи витка сеткиокружности.

Для определения A, B и C обратимся к граничным условиям поля у поверхностей:

1) анода:
$$x = d_{ac}$$
, $U = U_{a}$;
2) катода: $x = -d_{ce}$, $U = U_{e}$;
3) сетки: $r = c$, $U = U_{c}$.

Условия 1 и 2, как относящиеся к поверхностям, лежащим в дальней зоне поля, будем подставлять в (3.18), условие 3, как относящееся к поверхности витка сетки, — в (3.22). Подстановки условий 1 и 2 в (3.18) соответственно дают

$$-(A+2B) = \frac{U_a - C}{\frac{2\pi d_{ac}}{p}},$$
$$-(A-2B) = \frac{U_{\kappa} - C}{\frac{2\pi d_{c\kappa}}{p}}.$$

Отсюда в результате сложения обоих выражений или их вынитания получается

$$-2A = \frac{p}{2\pi} \left(\frac{U_a - C}{d_{ac}} + \frac{U_{\kappa} - C}{d_{c\kappa}} \right), \qquad (3.23)$$

$$-4B = \frac{p}{2\pi} \left(\frac{U_a - C}{d_{ac}} - \frac{U_{\kappa} - C}{d_{c\kappa}} \right).$$
(3.24)

Из граничного условия 3 по (3.22) находим

$$C = U_{\rm c} + 2A \ln \frac{2\pi c}{\rho},$$

откуда при подстановке (3.23) вместо 2А и введении обозначения

$$\gamma = \frac{p}{2\pi} \ln \frac{p}{2\pi c}, \qquad (3.25)$$

следует

$$C = U_{c} + \gamma \left(\frac{U_{a} - C}{d_{ac}} + \frac{U_{\kappa} - C}{d_{c\kappa}} \right).$$
(3.26)

Выделяя С, получаем

$$C = \frac{\frac{\gamma}{d_{cK}} U_{g} + U_{c} + \frac{\gamma}{d_{ac}} U_{a}}{1 + \frac{\gamma}{d_{cK}} + \frac{\gamma}{d_{ac}}},$$
(3.27)

Все три постоянные имеют размерность напряжений. Если рассматривать случай, когда лампа не заперта, и принимать значение $U_{\rm R}$ равным нулю, то знаки этих постоянных следующие: C — при «отпертой» лампе, как будет показано далее, всегда положительно, а A и B — отрицательны, правда, только в случае, когда $U_{\rm a}$ не слишком мало, а именно больше Cd_{aR}/d_{cR} , что в реальных рабочих режимах ламп практически всегда имеет место. Знак величины γ зависит от величины коэффициента заполнения сетки α и положителен, когда $\alpha < 1/\pi$. Практически значение γ всегда можно считать положительным, так как в реальных конструкциях $\alpha > 1/\pi$ встречается очень редко.

Рассмотрим теперь, каким будет распределение потенциала в междуэлектродном пространстве, если для этого воспользоваться

(3.18). Нужно иметь в виду, что это уравнение выведено для дальней зоны поля. поэтому построенное по нему потенциала распределение только в этой зоне будет совпадать с действительным. Согласно уравнению (3.18) кривая распределения потенциполучается как сумма ала следующих трех составляюших (рис. 3.6):

 горизонтальной прямой, соответствующей постоянной С;

прямой с наклоном B^{4π}/_p,
 проходящей через начало системы координат;

3) ломаной прямой с точкой излома в начале системы координат и наклоном $A \frac{2\pi}{p}$, положительным при

x > 0 и отрицательным при



Рис. 3.6. Распределение потенциала и его составляющих в «колодном» плоском триоде по уравнению для дальней зоны поля

x < 0. Излом в кривой получается за счет того, что в этом члене фигурирует не алгебранческое значение x, а его модуль.

Суммарная кривая представляет собой ломаную линию с точкой излома в плоскости сетки, где результирующий потенциал равен С. Из рис. 3.6 видно, что электростатическое поле триода на достаточно большом расстоянии от сетки можно заменить двумя равномерными полями: между сеткой и катодом и между сеткой и анодом, т. е. полями системы из двух последовательно включенных плоских конденсаторов, общий электрод которых имеет потенциал С.

Исходя из этого легко раскрыть физический смысл постоянных *A* и *B*, выразив их через напряженности поля по обе стороны от поверхности сетки, со стороны катода — $E_{c(k)}$ и анода — $E_{c(a)}$. Если напряженность поля считать положительной, когда вектор *E* направлен от анода к катоду, и исходить из того, что поле по обе стороны сетки равномерное, то $E_{c(a)}$ и $E_{c(k)}$ согласно рис. 3.6 можно представить в виде

$$E_{c(s)} = \frac{U_s - C}{d_{sc}}, \qquad (3.2)$$

$$E_{c(s)} = \frac{C - U_{\kappa}}{d_{cs}}. \qquad (3.2)$$

Учитывая эти выражения, получаем для (3.23) и (3.24)

$$-2A = \frac{p}{2\pi} \left(E_{c (a)} - E_{c (k)} \right), \qquad (3.30)$$

$$-4B = \frac{P}{2\pi} \left(E_{c(a)} + E_{c(tt)} \right).$$
 (3.3)

Постоянная A, таким образом, пропорциональна разности напру женности полей по обе стороны от поверхности сетки, а B — их сумм величина A, следовательно, определяется неравномерностью поля плоскости сетки, а B — средним значением напряженности поля п обе стороны поверхности сетки [1/2 ($E_{c(a)} + E_{c(s)}$)].

Используя (3.30) и (3.31), исходное уравнение (3.5) можно пред ставить в виде

$$U = \frac{p}{4\pi} (E_{c(a)} - E_{c(k)}) \ln \left(2ch \frac{2\pi x}{p} - 2cos \frac{2\pi y}{p} \right) + \frac{1}{2} (E_{c(a)} + E_{c(k)}) x + C.$$
(3.3)

В каждой точке поля U, таким образом, состоит из трех слагаемы: результирующего напряжения в плоскости сетки, члена, пропорци нального среднему значению напряженности полей по обе сторон поверхности сетки, и члена, учитывающего степень искажения пол структурой сетки.

§ 3.3. ЧАСТИЧНЫЕ МЕЖДУЭЛЕКТРОДНЫЕ ЕМКОСТИ И ПРОНИЦАЕМОСТЬ СЕТКИ

3.3.1. Частичные междуэлектродные емкости триода

В электротехнике при рассмотрении электрического поля систе состоящих из нескольких проводников, для характеристики электр статической связи, существующей между проводниками попарн вводится понятие частичных междуэлектродных емкостей. Это в личины, определяющие зависимость между зарядами на проводн ках и их потенциалами. Понятие о частичных междуэлектродны емкостях можно применить и к триоду. Соответственно трем возмоз ным попарным комбинациям электродов, в триоде нужно различа: следующие три частичные междуэлектродные емкости (рис. 3.7 1) между анодом и сеткой C_{ac} ; 2) между сеткой и катодом C_{ck} ; 3) мез ду анодом и катодом C_{ak} . Если рассматривать только активную составляющую этих емкостей (см. § 2.8), то при реальных значениях коэффициента заполнения сетки наименьшей из трех емкостей будет емкость С_{ак}. Это обусловлено тем, что:

 расстояние анод-катод — наибольшее из трех междуэлектродных расстояний;

2) между анодом и катодом расположена сетка, которая перехватывает часть электрических силовых линий, исходящих от анода, и этим частично экранирует анод от катода.

Нужно иметь в виду, что емкость $C_{a_{\rm H}}$ определяется лишь теми силовыми линиями с анода, которые проходят через просветы между витками сетки и доходят до катода, а не теми, которые оканчиваются на витках. Поэтому величина $C_{a_{\rm K}}$ непосредственно не связана с величинами $C_{a_{\rm K}}$ и $C_{\rm CR}$, в частности $C_{\rm a_{\rm K}}$ нельзя рассматри-



Рис. 3.7. Частичные междуэлектродные емкости в трноде (a) и их соединение (б)

вать как емкость, получающуюся в результате последовательного соединения емкостей C_{CB} и C_{ac}.

Частичные емкости образуют в триоде треугольник емкостей (рис. 3.7,6). Исходя из этого можно определить заряд на поверхности каждого электрода. Он находится как сумма зарядов, наводимых на электроде каждым из остальных электродов

$$q_{\rm s} = C_{\rm cs} \left(U_{\rm s} - U_{\rm c} \right) + C_{\rm as} \left(U_{\rm s} - U_{\rm a} \right), \tag{3.33}$$

$$q_{c} = C_{ck} (U_{c} - U_{k}) + C_{ac} (U_{c} - U_{a}), \qquad (3.34)$$

$$q_{a} = C_{att} (U_{a} - U_{t}) + C_{at} (U_{a} - U_{c}), \qquad (3.35)$$

где q_{κ} , q_c и q_a — заряды на катоде, сетке и аноде соответственно. Заряды считаются положительными, если силовые линии уходят с поверхности соответствующего электрода, т. е. когда вектор напряженности поля направлен от его поверхности.

3.3.2. Определение поиятия «проницаемость сетки»

Для учета упомянутого выше экранирующего действия сетки вводятся два параметра: прямая проницаемость сетки D, которая определяется как

$$D = \frac{C_{\text{air}}}{C_{\text{cir}}},\tag{3.36}$$

и обратная проницаемость сетки D'

 $D'=\frac{C_{\rm sk}}{C_{\rm ac}}.$

При этом под C_{ak} , C_{ac} , C_{ck} подразумеваются только активные составляющие этих емкостей. Проницаемости — величины безразмер-, ные и всегда меньше единицы

$$D, D' < 1.$$
 (3.38)

(3.37)

Физический смысл понятия проницаемости хорошо раскрывается, если согласно (2.99) частичные емкости выразить через дифференциалы вида dq/dU. Дифференцируя (3.33) по U_c и U_c, получим

$$C_{\rm atc} = -\frac{\partial q_{\rm R}}{\partial U_{\rm a}}; \quad C_{\rm ac} = -\frac{\partial q_{\rm R}}{\partial U_{\rm c}},$$

откуда

 $D = \frac{\partial q_{\rm sc} / \partial U_{\rm a}}{\partial q_{\rm sc} / \partial U_{\rm c}}.$ (3.39)

Так как согласно (2.94) q пропорционально напряженности поля *Е* у поверхности соответствующего электрода, то (3.39) можно записать в виде

$$D = \frac{\partial E_{\rm R} / \partial U_{\rm a}}{\partial E_{\rm g} / \partial U_{\rm c}}.$$
 (3.40)

Прямая проницаемость, таким образом, показывает, на сколько слабее электростатическое воздействие потенциала анода на поле перед катодом по сравнению с воздействием потенциала сетки.

Дифференцируя (3.35) по U_в и U_с, аналогичным образом можно получить

$$D' = \frac{\partial E_a / \partial U_{\mathbf{R}}}{\partial E_a / \partial U_{\mathbf{C}}}.$$
 (3.41)

Обратная проницаемость показывает, на сколько слабее электростатическое воздействие потенциала катода на поле перед анодом посравнению с воздействием потенциала сетки.

3.3.3. Формулы для вычисления проницаемости сетки и частичных междуэлектродных емкостей при плоской системе электродов

Для того чтобы вывести формулы для расчета частичных емкостей, выразим заряды на катоде и аноде триода по теореме Гаусса. Тогда для плоской системы электродов с учетом направления вектора напряженности поля у поверхности электродов

$$q_{\kappa} = - \varepsilon_0 E_{\kappa} F;$$

$$q_{\rm a} = + \, {\rm e}_{\rm 0} \, E_{\rm a} \, F,$$

где F — поверхность сплошных электродов.

Если вместо Е и Е ввести выражения (3.28) и (3.29), то получим

$$q_{\mathfrak{g}} = \frac{\epsilon_0 F}{d_{\mathrm{CK}}} (U_{\mathfrak{g}} - C); \qquad (3.42)$$

$$q_a = -\frac{\varepsilon_0 F}{d_{ac}} (U_a - C). \tag{3.43}$$

Заменяя далее С выражением (3.27), уравнения (3.42) и (3.43) легко привести к виду

$$q_{\kappa} = \frac{\epsilon_0 F}{d_{c\kappa}} \left(\frac{1 + \gamma/d_{ac}}{1 + \gamma/d_{c\kappa} + \gamma/d_{ac}} U_{\kappa} - \frac{1}{1 + \gamma/d_{c\kappa} + \gamma/d_{ac}} U_{c} - \frac{\gamma/d_{ac}}{1 + \gamma/d_{c\kappa} + \gamma/d_{ac}} U_{a} \right);$$
(3.44)

$$q_{a} = \frac{\epsilon_{0} F}{d_{ac}} \left(-\frac{\gamma/d_{cK}}{1 + \gamma/d_{cK} + \gamma/d_{ac}} U_{\kappa} - \frac{1}{1 + \gamma/d_{cK} + \gamma/d_{ac}} U_{c} + \frac{1 + \gamma/d_{cK}}{1 + \gamma/d_{cK}} U_{c} \right)$$

$$(3.45)$$

$$+ \frac{1}{1 + \gamma/d_{cK} + \gamma/d_{ac}} U_a$$
(3.45)

Вернемся теперь к выражениям для $q_{\rm R}$ и $q_{\rm a}$, полученным из рассмотрения треугольника емкостей [см. (3.33) и (3.35)], и сгруппируем их члены по напряжениям электродов

$$q_{\rm R} = (C_{\rm cK} + C_{\rm aK}) U_{\rm R} - C_{\rm cK} U_{\rm c} - C_{\rm aK} U_{\rm a}; \qquad (3.46)$$

$$q_{\rm a} = -C_{\rm atc} U_{\rm t} - C_{\rm ac} U_{\rm c} + (C_{\rm atc} + C_{\rm ac}) U_{\rm a}. \tag{3.47}$$

Исходя из того, что попарно в (3.44) и (3.46) и (3.45) и (3.47) слагаемые, содержащие напряжения одних и тех же электродов, должны быть равны между собой, получаем для частичных междуэлектродных емкостей следующие формулы:

из (3.44) и (3.46)

$$C_{\rm cK} = \frac{\epsilon_0 F}{d_{\rm cK}} \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{d_{\rm cK}} + \frac{\gamma}{d_{\rm ac}}}; \qquad (3.48)$$

$$C_{a_{\rm E}} = \frac{\epsilon_0 F}{d_{\rm CK}} \cdot \frac{\gamma/d_{\rm ac}}{1 + \frac{\gamma}{d_{\rm CK}} + \frac{\gamma}{d_{\rm ac}}}, \qquad (3.49)$$

а из (3.45) и (3.47)

$$C_{\rm ac} = \frac{\epsilon_0 F}{d_{\rm ac}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{d_{\rm cK}} + \frac{\gamma}{d_{\rm ac}}} \,. \tag{3.50}$$

Делением (3.49) на (3.48) и (3.50) согласно определениям (3.36) и (3.37) получаем

$$D = \gamma/d_{\rm acr} \tag{3.51}$$

$$D' = \gamma / d_{\rm crr}.$$
 (3.52)

Таким образом, при достаточно больших d_{cw}/p и d_{ac}/p прямая про ницаемость обратно пропорциональна расстоянию анод — сетка и оп расстояния сетка — катод не зависит. Обратная проницаемость наоборот, определяется только расстоянием d_{cw} и от d_{ac} не зависит Необходимость роста, например, прямой проницаемости с уменьше нием d_{ac} непосредственно вытекает из того, что при этом увеличивает ся влияние поля анода на поле перед катодом по сравнению с влияние поля сетки. Отсутствие влияния d_{cw} на D обусловлено тем, что като, находится в дальней зоне поля сетки.

Теперь приведем выражения (3.48), (3.49) и (3.50) к более ком пактному виду. Содержащнеся в них множители $\frac{\varepsilon_0 F}{d_{ck}}$ п $\frac{\varepsilon_0 F}{d_{ac}}$ пред ставляют собой емкость между сеткой и катодом или сеткой и анодом если сетку заменить сплошной металлической пластиной, т. е. ем кость плоских конденсаторов с междуэлектродными расстояниям d_{ck} или d_{ac} . Обозначим эти емкости так же, как соответствующи частичные емкости триода, добавляя лишь горизонтальную черточк; над индексамн

$$C_{\overline{c\kappa}} = \frac{\varepsilon_0 F}{d_{c\kappa}}, \quad C_{a\overline{\kappa}} = \frac{\varepsilon_0 F}{d_{ac}},$$
 (3.53)

Используя эти обозначения и (3.36) и (3.37), выражения (3.48) (3.49) и (3.50) можно записать в виде

$$C_{\rm ck} = \frac{1}{1+D+D'} C_{\rm ck}; \qquad (3.54)$$

$$C_{\rm arr} = \frac{D}{1 + D + D'} C_{\rm cr}; \tag{3.55}$$

$$C_{\rm ac} = \frac{1}{1 + D + D'} C_{\rm ac}.$$
 (3.56)

Вводя далее обозначение

$$\sigma = \frac{1}{1+D+D'},\tag{3.57}$$

получаем

$$C_{\rm cir} = \sigma C_{\rm cir},$$
 (3.58

$$C_{\rm as} = D \,\sigma \, C_{\rm e\bar{s}} \,, \tag{3.5}$$

$$C_{\rm ac} = \sigma \, C_{\rm ac}^{-}. \tag{3.60}$$

В этих формулах множителем о, который всегда меньше единицы, учитывается то обстоятельство, что сетка не представляет собой сплошную проводящую поверхность.

Приведенные формулы для расчета емкостей и проницаемостей впервые указанные Шоттки [Л.З.З] и одновременно Кингом и Милле ром, выведены при условиях $a = \frac{2c}{p} \ll 1$, $\frac{d_{ac}}{p} \gg 1$ и $\frac{d_{cs}}{p} \gg 1$. В со временных конструкциях ламп эти условия в большинстве случае не выполняются. С увеличением коэффициента заполнения сетки

остом *p* по сравнению с $d_{\rm GR}$ и $d_{\rm ac}$ влияние структуры сетки на распрееление потенциала увеличивается, картина поля становится сложее. С учетом этого различными авторами были выведены более точые формулы, в которых в основном сохраняется структура формул Цоттки, но появляются дополнительные члены, сложность которых ависит от пределов значений а, $d_{\rm cR}/\rho$ и $d_{\rm ac}/\rho$, до которых этими форулами можно пользоваться с достаточной точностью.

Формулы (3.51) и (3.52) с учетом (3.1) и (3.25) можно представить виде

 $D = \frac{-\ln \pi a}{\frac{2\pi d_{ac}}{p}}; \quad D' = \frac{-\ln \pi a}{\frac{2\pi d_{ctr}}{p}}.$ (3.61)

При такой записи в знаменателе стоит отношение междуэлектродых расстояний к шагу, в числителе — функция, зависящая только т коэффициента заполнения сетки. В большинстве уточненных форул в числителе стоит тоже выражение, зависящее исключительно т числа a, только более сложное, а в знаменателе появляется второй лен — также функция только от a. Если функцию от a, стоящую в ислителе, обозначить как $F_1(a)$ и дополнительный член в знаменатее — как $F_2(a)$, то формулы для расчета D и D' в общем случае ожно представить в виде

$$D = \frac{F_{1}(\alpha)}{\frac{2\pi d_{ac}}{p} - F_{2}(\alpha)};$$
 (3.62)

$$D' = \frac{F_1(a)}{\frac{2\pi d_{\text{CE}}}{p} - F_2(a)}.$$
(3.63)

В табл. 3.1 приведены функции $F_1(a)$ и $F_2(a)$ для трех наиболее звестных формул, рассмотренной формулы Шоттки, формулы Фодкеса и Элдера [Л.3.4], применимой в более широких пределах, ем формула Шоттки и часто используемой в английской и американкой литературе, и формулы Оллендорфа [Л.3.5], наиболее универальной и имеющей поэтому наиболее широкое распространение. ут же указаны пределы их применимости, исходя из ошибки не более ескольких процентов. Анализ этих пределов показывает, что все риведенные формулы применимы только при достаточно густых етках или достаточно больших расстояниях сетка — катод $(d_{cR} > p)$, е. когда катод находится в дальней зоне поля сетки. Основная азница между ними в допустимом коэффициенте заполнения сетки: ормула Фоджеса и Элдера пригодна только для густых сеток с тоной проволокой навивки (a < 0,16), формула Оллендорфа при том ке шаге для сеток из сравнительно толстой проволоки (a < 0,6). На рис. 3.8 даны номограммы для определения D, построенные о формуле Оллендорфа.

Расчет проницаемости ламп с малым значением d_{ск} и редкой сетой, т. е. когда катод уже оказывается в ближней зоне поля сетки, удет дан позже.



Рис. 3.8. Номограммы для определения проницаемости сетки в плос-


кой системе электродов при 2c/p < 0,4 (a) и при 2c/p в пределах 0,3÷0.7 (б)

Таблица 3.1

Автор	Пределы применимости				
	a *	d _{CR} p	d _{ac} p	F1(a)	F2(a)
Шоттки и др.	≪1	≫1	≫1	—ln 72	0
Фоджес и Элдер	<0,16	>1	>1	$-\ln th \pi a$	ln ch πα
Оллендорф	<0,6	>1	$> \frac{1}{3}$.	$-\ln \pi a + \frac{1}{2}F_{2}(a) - \frac{z^{2}}{2+1,2z^{2}}$ $\Gamma ge \qquad z = -$	$\frac{6z}{1+z-\frac{0,21z^4}{7/4+z^9}}$ $\frac{1}{z-(\pi\alpha)^2}$

3.3.4. Формулы для вычисления проницаемости сетки при цилиндрической системе электродов

Формулы для цилиндрической системы электродов первоначально были получены для сеток, состоящих из ряда цилиндрических стержней, параллельных оси лампы, но они пригодны и для обычных витых

Формулы аля вычисления провицаемости при цилиндрической

Таблица 3.2

систёме влектродов					
Автор	Пределы применниости				
	a	p	D	Обозначения	
Телеген и др.	<0,1	$r_{\rm is} \ll p \ll r_{\rm c}$ $p \ll r_{\rm a} \rightarrow r_{\rm c}$	$\frac{-\ln \pi a}{\frac{-2\pi r_c}{p} \ln \frac{r_a}{r_c}}$		
Эллендор ф	<0,4	<i>p<rc< i="">—r_k</rc<></i>	$\frac{-\ln 2z + z^2}{\frac{2\pi r_c}{p} \ln \frac{r_a}{r_c} - 2z^2},$ rge $z = \frac{\pi r_c}{p} \arctan \frac{\frac{c}{r_c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{c}{r_c}\right)}}$		

сеток. По своей структуре они уже не укладываются в схему, соответствующую выражению (3.62): все члены формулы зависят от радиусов электродов. В табл. 3.2 приведены две формулы для случая цилиндрических электродов и указаны пределы их применимости. Первая по структуре и пределам применимости соответствует формуле Шоттки из табл. 3.1, вторая является модифицированной формулой Оллендорфа.

Этими формулами практически приходится пользоваться реже, чем формулами для плоской системы электродов, так как при больших раднусах кривизны электродов, например в лампах с катодом косвенного накала, систему электродов с достаточной точностью можно рассматривать как плоскую.

§ 3.4. ДЕИСТВУЮЩЕЕ НАПРЯЖЕНИЕ ТРИОДА

3.4.1. Эквивалентный диод и понятие «действующего» напряжения

Для того чтобы получить возможность воспользоваться для расчета характеристик триода закономерностями, найденными для диода, нужно попытаться свести триод к диоду. Как уже указывалось в 3.2.2, при плоской системе электро-

дов поле реального триода по обе стороны от сетки на достаточно большом расстоянии от нее можно заменить равномерными полями между сеткой с одной стороны, катодом и анодом — с другой. Требуемые градиенты этих «дальних» полей получаются, если на место сетки поставить сплошной электрод с потенциалом, равным величине С в уравнении (3.5). Основной интерес в свете поставленной задачи представляет катодная половина поля триода,



Рис. 3.9. Триод (a) и эквивалентный ему диод (б)

так как полем перед катодом определяется величина катодного тока лампы. С точки зрения поля у поверхности катода триоду, таким образом, эквивалентен диод, у которого анод расположен на месте сетки триода и имеет потенциал, равный величине *C*. Такой диод называют э к в и в а л е н т н ы м. Так как у триода и эквивалентного ему диода вследствие равенства полей у катода и катодные токи одинаковы, то понятию эквивалентного диода обычно дают следующее определение: эквивалентный диод — это диод, у которого анод расположен на месте сетки триода и анодный ток равен катодному току триода (рис. 3.9).

Исходя из этих представлений анодное напряжение эквивалентного диода нужно рассматривать как некоторое эффективное напряжение, действующее в плоскости сетки триода и заменяющее собой с точки зрения поля у катода совместное действие сеточного и анодного напряжений. Это эффективное напряжение называется д е й с т - в ующим напряжение м в плоскости сетки триода или действующим напряжением триода. Его принято обозначать U_{σ} и по приведенным соображениям его значение равно величине *С* из (3.5)

$$U_{\partial} = C. \tag{3.64}$$

3.4.2. Действующее напряжение «холодного» триода

На основании (3.64) и (3.27) с учетом (3.51) и (3.52) действующее напряжение «холодного» триода выразится как

$$U_{\partial} = \frac{D' U_{\kappa} + U_{c} + D U_{a}}{1 + D + D'}$$
(3.65)

Используя обозначение (3.57), получаем

$$U_{\partial} = \sigma \left(D' U_{\kappa} + U_{c} + D U_{a} \right). \tag{3.66}$$

Если потенциал катода положить равным нулю, то выражение (3.65) принимает вид

$$U_{\partial} = \frac{U_{c} + DU_{a}}{1 + D + D'}, \qquad (3.67)$$

a (3.66)

$$U_{\partial} = \sigma \left(U_{\rm c} + D U_{\rm a} \right). \tag{3.68}$$

 Уравнение (3.68) — наиболее распространенная форма записи U_∂. Если продифференцировать U_∂ по U_c, то раскрывается физический смысл введенной ранее величины σ

$$\sigma = \frac{\partial U_{\partial}}{\partial U_{c}}.$$
 (3.69)

Величина σ , таким образом, показывает, насколько сильно изменение сеточного напряжения влияет на изменение действующего. Отсюда величину σ принято называть о с т р о т о й у п р а в л е н и я. Она зависит только от геометрических размеров системы электродов.

Исходя из (3.26) можно определить разницу между действующим напряжением в плоскости сетки и самим сеточным напряжением. Заменяя С на U_a и подставляя (3.28) и (3.29), получаем

$$U_{\partial} - U_{c} = \gamma \left(E_{c \, (a)} - E_{c \, (x)} \right). \tag{3.70}$$

При определении численного значения этого различия нужно правильно учитывать направление векторов $E_{c(a)}$ и $E_{c(k)}$ относительно поверхности сетки (см. рис. 3.6). При $U_c < 0$ и $U_a > 0$ скобка равна сумме, при $U_c > 0$ и $U_a > U_c$ — разности их модулей.

3.4.3. Действующее напряжение «горячего» триода при малых плотностях анодного тока

Для нахождения выражения для действующего напряжения «горячего» триода необходимо сначала установить, каково при этом распределение потенциала в междуэлектродном пространстве. Кривые распределения при горячем катоде приведены на рис. 3.10. За счет наличия в пространстве свободных электронов они по сравнению с соответствующими кривыми при холодном катоде (см. рис. 3.4) в значительно большей степени провисают вниз. Разница между потенциалами при горячем и холодном катоде зависит от плотности

создаваемого электронами пространственного заряда, т. е. от температуры катода Т к, анодного тока I и анодного напряжения U₂. Величина этой разницы и ее зависимость от электрического режима работы лампы различны по обе стороны от сетки. Между сеткой и катодом она тем больше, чем больше $T_{\rm H}$ и меньше $I_{\rm a}$, так как с ростом \overline{T}_{κ} и уменьшением I_{a} увеличиваются электронное облако перед катодом и глубина обусловленного им минимума потенциала. На пространственный заряд между сеткой и анодом в основном влияют величины I, и U,: пространственный заряд здесь тем меньше, чем меньше 1, и больше U. Когда анодный ток мал по сравнению с током эмиссии катода и значение U. достаточно велико, пространственным зарядом здесь практически можно пренебречь.

Выражение для U_d при горячем катоде и любых режимах работы



Рис. 3.10. Распределение потенциала в реальном триоде при горячем катоде и электрическом режиме, соответствующем области пространственного заряда:

І — в продольном сечении через витки сстки; ІІ — в продольном сечении посередние между витками сетки

лампы получить очень сложно. Остановимся на частном случае, когда пространственным зарядом между сеткой и анодом можно пренебречь. Предположим, что сеточное напряжение имеет отрицательное эначение, анодное — относительно большое положительное, и анодный ток значительно меньше тока эмиссии. Этот режим является типичным для большинства приемно-усилительных ламп. Для вывода выражения для U_{∂} в этом случае перейдем от кривой распределения с потенциала с учетом структуры сетки к кривой распределения с позиций дальней зоны. Эта кривая для данного режима приведена на рис. 3.11. Она состоит из двух участков: изогнутого, с минимумом между катодом и сеткой, и прямолинейного — между сеткой и анодом. При «отпертой» лампе потенциал в плоскости сетки — положительный. Разность между этим потенциалом и потенциалом катода и составляет величину действующего напряжения. Приведенные до сих пор выражения для расчета U_{∂} выведены для «холодной» лампы и из-за различия в распределении потенциалов для «горячей» лампы непосредственно непригодны. Для придания им более общего вида, позволяющего рассчитать U_{∂} и при горячем



Рис. 3.11. Распределение потенциала в плоском триоде без учета влияния структуры сетки:

при горячем катоде и малой плотности анодного тока; — — — при холодном катоде и том же U₀; — — в эквивалентном «холодном» триоде катоде, обратимся к (3.70). Согласно (3.70) разница между U_а и U, определяется напряженностями поля по обе стороны от поверхности сетки и размерами, характеризующими структуру сетки (2c, p), но не зависит от междуэлектродных расстояний d_{ок} и d_{ас}. Отсюда следует, что у всех триодов с одинаковой структурой сетки. независимо от междуэлектродных расстояний, U_a будет одинаковым, если напряженности поля у поверхности сетки одинаковы. Это дает возможность заменить триод с горячим катодом некоторым эквивалентным триодом с холодным катодом, к которому применимы уже известные выражения для U_a. Эквивалентность заключается том, что триод С ХОЛОДНЫМ катодом при той же структуре сетки и тех же значениях U, и U_с должен иметь то же значение. U_{a} , т. е. те же напряжен-

ности поля у поверхности сетки, что и триод с горячим катодом. Это достигается выбором величин d_{ck} и d_{ac} , значения которых в эквивалентном «холодном» триоде в общем случае будут отличными от их значений в исходном «горячем». В данном частном случае, т. е. при малых плотностях анодного тока, можно считать, что между сеткой и анодом нет объемного заряда и поэтому d_{ac} в обоих случаях одно и то же. У эквивалентного «холодного» триода расстояние d_{ck} будет меньше, чем у исходного «горячего», так как при горячем катоде напряженность поля у сетки с катодной стороны за счет пространственного заряда больше, чем при холодном (см. рис. 3.11).

Если расчет действующего напряжения эквивалентного «холодного» триода вести по (3.67), то единственной величиной в этом выражении, зависящей от расстояния сетка — катод, является обратная проницаемость. Отсюда действующее напряжение для эквивалентного «холодного» триода можно записать как

$$U_{\partial} = \frac{U_{c} + DU_{a}}{1 + D + D_{a}'}, \qquad (3.71)$$

где $D_{\mathfrak{s}}$ — обратная проницаемость сетки в эквивалентном «холодном» триоде.

Согласно (3.52) *D*, связано с обратной проницаемостью «горячего» триода *D* соотношением

$$D'_{\mathfrak{s}} = D' \, \frac{d_{\mathsf{CR}}}{d_{\mathsf{CRS}}}, \qquad (3.72)$$

где d_{GR} и d_{GR9} — расстояния сетка — катод в исходном «горячем» и эквивалентном «холодном» триодах.

Отношение $d_{ak}/d_{ck \ B}$ можно выразить через напряженности поля. Если в исходном триоде $E_{a(k)r}$ и $E_{a(k)x}$ — напряженности «дальнего» поля у катодной стороны сетки при горячем и холодном катодах и одинаковом значении U_{∂} , то согласно рис. 3.11 $E_{c(k)x} = \text{tg } \alpha$, а $E_{c(k)r} =$ = tg β , где α и β — углы наклона кривых распределения потенциала у катодной стороны поверхности сетки исходного триода при холодном и горячем катодах. По треугольникам OAC и O'AC тангенсы можно выразить через отношение катетов. Тогда

$$E_{c(R)R} = \frac{U_{\partial}}{d_{cKS}}, \qquad (3.73)$$

$$E_{c(\kappa)_{\overline{x}}} = \frac{U_{\partial}}{d_{c\kappa}}.$$
 (3.74)

Отсюда

$$\frac{d_{\rm CK}}{d_{\rm CK9}} = \frac{E_{\rm C}(\kappa)_{\rm F}}{E_{\rm C}(\kappa)_{\rm E}}.$$
(3.75)

Если (3.72) и (3.73) подставить в (3.71), то для действующего напряжения исходного «горячего» триода при малых плотностях тока получаем

$$U_{\partial} = \frac{U_{c} + DU_{a}}{1 + D + D' \frac{E_{c}(\kappa)r}{E_{c}(\kappa)x}}.$$
(3.76)

Используя обозначение

$$\varkappa_{\mathbf{k}} = \frac{E_{\mathbf{c}(\mathbf{k})\mathbf{r}}}{E_{\mathbf{c}(\mathbf{k})\mathbf{x}}},\tag{3.77}$$

$$U_{\vartheta} = \frac{U_{c} + DU_{a}}{1 + D + \varkappa_{c} D'}, \qquad (3.78)$$

откуда

5°

$$\sigma = \frac{1}{1 + D + \kappa_{\kappa} D'}, \qquad (3.79)$$

По сравнению с холодным катодом расчет U_{∂} при горячем катоде сводится таким образом к дополнительному определению x_{R} . x_{R} — коэффициент, характеризующий влияние на U_{∂} объемного заряда в катодной половине триода (на принадлежность его к катодной половине указывает индекс «к»). Так как $x_{R} > 1$, то при прочих равных условиях н горячем катоде U_{∂} меньше, чем при холодном (тогда $x_{R} = 1$). Разница обусловлена тем, что в одном случае учитывается наличие отрицательного объемного заряда в пространстве между сеткой и катодом, а в другом считают, что там объемного заряда нет.

Без учета начальных скоростей электронов согласно (2.14) и (2.15)

$$x_{\rm K} = 4/3$$
.

Отсюда

$$U_{0} = \frac{U_{c} + DU_{a}}{1 + D + \frac{4}{3}D'}$$
(3.80)

И

$$u = \frac{1}{1 + D + \frac{4}{3}D'},$$
 (3.81)

При учете начальных скоростей »_н не является величиной постоянной, а зависит от режима работы лампы. Для определения «в в этом случае заменим в (3.77) *Е*_{с(к)х} выражением (3.74). Тогда

$$\kappa_{\rm R} = d_{\rm cx} \frac{E_{\rm c}({\rm u})_{\rm r}}{U_{\bar{\theta}}}.$$
(3.82)

Подстановка (3.82) в (3.78) дает

$$U_{\partial} = \frac{U_{c} + DU_{a}}{1 + D + D' d_{cR} \frac{E_{c}(R)r}{U_{\partial}}}$$

Учитывая, что согласно (3.52)

$$D' d_{c\kappa} = \gamma$$

и выделяя U_a, получаем

$$U_{\partial} = \frac{1}{1+D} (U_{c} + DU_{a} - \gamma E_{c(\kappa)r}). \qquad (3.83)$$

Фигурирующая здесь величина $E_{c(k)r}$, очевидно, идентична с напряженностью поля E_{aar} у анода «горячего» диода, у которого расстояние анод — катод *d* равно расстоянию сетка — катод d_{ck} исходного триода. В свою очередь E_{aar} можно определить по функциям $\frac{d\eta}{d\hat{s}} = f(\xi)$, вычисленным Ленгмюром. Результаты такого расчета [Л.3.6] можно представить как

$$\frac{E_{\text{agr}}}{U_T}d=f\left(\frac{I_{\text{tr}}}{I_{\infty}}, \frac{I_{\text{S}}}{I_{\infty}}\right).$$



Рис. 3.12. Диаграмма для определения напряженности электрического поля у анода «горячего» диода: *а* — расстояние авод — катод

можно рассчитать U_{∂} и затем по (3.82) — соответствующее $*_{B}$. Таким образом, может быть получена зависимость

$$\mathbf{x}_{\mathrm{R}} = f\left(\frac{I_{\mathrm{R}}}{I_{\infty}}, \frac{I_{\mathrm{S}}}{I_{\infty}}\right),$$

которая на рис. 3.13 представлена в виде семейства $\frac{1}{x_{R}} = f\left(\frac{I_{R}}{I_{\infty}}\right)$ при $\frac{I_{3}}{I_{\infty}}$ в качестве параметра. Незаполненное поле в верхней части графика до уровня $\frac{1}{x_{R}} = 1$ соответствует области насыщения.



Рис. 3.13. Диаграмма для определения коэффициента объемного заряда «к при вычислении действующего напряжения в случае малых плотностей анодного тока:

— — значение 1/x_к без учета начальных скоростей электронов ($\mathbf{r}_{tc}=4/3$); — — — граница между областями пространственного заряда и насыщения ($I_{k}=I_{9}$)

в диоде (рис. 3.14,*a*). Согласно (3.77) $x_{\rm R}$ равно отношению наклонов касательных к кривым распределения потенциала у поверхности анода при горячем и холодном катодах. В области начального тока, т. е. при $U_{\rm a} < U_{\rm a\,rp}^{'}$, наклоны кривых распределения потенциала у анода в обоих случаях отрицательны (рис. 3.14,6) и $x_{\rm H} > 0$. В точке $U_{\rm a} = U_{\rm a\,rp}^{'}$, напряженность поля у анода при горячем катоде равна нулю (рис. 3.14,6) и $x_{\rm H} = 0$. В области пространственного заряда при $U_{\rm a\,rp}^{'} < U_{\rm a} < 0$ напряженности поля в обоих случаях имеют различный знак (рис. 3.14,*e*) и $x_{\rm H} < 0$. При $U_{\rm a} = 0$ напряженность холодного поля равна нулю (рис. 3.14,*e*) и $x_{\rm H} < 0$. При $U_{\rm a} = \infty$, меняя при переходе $U_{\rm a}$ к положительным значениям свое значение скачком от $-\infty$ к + ∞ . При $U_{\rm a} > 0$ (рис. 3.14,*e*) $x_{\rm H} > 0$. На рис. 3.13 показан ход кривой $\frac{1}{-1} =$

 $=f\left(\frac{I_{\kappa}}{I_{\infty}}\right)$ только для области пространственного заряда: ордината $1/x_{\kappa}$ вместо x_{κ} взята для того, чтобы избежать в этой области ухода кривой в бесконечность. Согласно сказанному в области пространственного заряда отрицательные значения x_{κ} соответствуют отрицательным значениям U_{∂} , положительные — положительным.

При очень малых U_{∂} (< 0,1 В) для расчета U_{∂} удобнее пользоваться уравнением (3.83), а не (3.78).



Рис. 3.14. К объяснению хода зависимости $1/n_{\rm K} = \int (I_{\rm K}/I_{\infty})$: $a - x_{\rm K} = \int (U_{\rm a})$ для днода; $\delta - e$ - распределение потенциала в дноде при холодном $(U_{\rm x})$ и горячем $(U_{\rm r})$ натоде в различных значениях $U_{\rm a}$: $\delta - U_{\rm a} < U_{\rm a}$ гр! $e - U_{\rm a} = U_{\rm a}$ гр: $e - U_{\rm a}$ гр $< U_{\rm a} < 0$; $\theta - U_{\rm a} = 0$; $e - U_{\rm a} > 0$

3.4.4. Действующее напряжение «горячего» триода при больших плотностях анодного тока

При больших плотностях анодного тока, т. е. таких, которые встречаются при работе ламп в импульсном режиме, объемный заряд в пространстве между сеткой и анодом может стать настолько большим, что здесь устанавливаются значительно более низкие потенциалы, чем при холодном катоде. Поэтому при расчете U_{∂} при больших токах объемный заряд учитывают не только между сеткой и катодом, но и между сеткой и анодом.

Для вывода соответствующего выражения возвратимся к формуле (3.78), в которой учитывался пространственный заряд только между

сеткой и катодом. Эта формула, очевидно, должна быть частным случаем выражения, учитывающего пространственный заряд по обе стороны сетки. Если на основании (3.51) и (3.52) для D' воспользоваться выражением

$$D' = D \frac{d_{\rm ac}}{d_{\rm cw}}, \tag{3.84}$$

то вместо (3.78) можно написать

$$U_{\partial} = \frac{U_{c} + DU_{a}}{1 + D\left(1 + z_{E}\frac{d_{ac}}{d_{cE}}\right)}.$$
(3.85)

Вводя коэффициент

$$\varkappa = 1 + \varkappa_{\rm K} \, \frac{d_{\rm ac}}{d_{\rm cK}},$$

можно представить (3.85) в виде

$$U_{\theta} = \frac{U_{c} + DU_{a}}{1 + xD}.$$
(3.86)

В отличие от $x_{\rm R}$ коэффициент x относится как к D, так и D', т. е. он может быть связан как с пространством сетка — катод, так и с пространством сетка — анод. Как показывает подробный теоретический анализ, выражение вида (3.86) можно использовать для вычисления U_{o} с учетом пространственного заряда по обе стороны сетки [Л.3.7].

Ниже приводится наиболее распространенная формула для расчета U_{∂} при больших плотностях анодного тока, выведенная при следующих упрощающих предпосылках:

 не учтены начальные скорости электронов; вносимая этим ошибка незначительна, так как при больших плотностях тока U_∂ обычно велико по сравнению с глубиной минимума потенциала перед катодом;

2) предполагается, что потенциал сетки положителен и равен потенциалу окружающего пространства

 $U_c = U_{\partial} \tag{3.87}$

Эта предпосылка не всегда выполняется, но в большинстве случаев близка к реальным условиям, так как для получения больших токов на сетку обычно подается положительный потенциал.

Если теперь в (3.86) вместо U_o подставить U_c , то решение получающегося уравнения дает

$$\kappa = \frac{U_a}{U_c} \,. \tag{3.88}$$

Найдем теперь значение U_a/U_c при $U_c = U_d$. В этом случае распределение потенциала между катодом и анодом соответствует кривой *I* на рис. 3.1, т. е. совпадает с распределением потенциала в диоде с таким же расстоянием между катодом и анодом и таким же анодным напряжением, как у триода. Тогда согласно (2.12)

$$\frac{U_{a}}{U_{c}} = \left(\frac{d_{a\kappa}}{d_{c\kappa}}\right)^{4/a}$$
(3.89)

и, так как $d_{aB} = d_{cR} + d_{ac}$, то

$$\mathbf{x} = \left(1 + \frac{d_{\mathrm{ac}}}{d_{\mathrm{dc}}}\right)^{d_{\mathrm{a}}},\tag{3.90}$$

Отсюда согласно (3.86)

$$U_{\partial} = \frac{U_{c} + DU_{\partial}}{1 + D\left(1 + \frac{d_{\partial c}}{d_{cx}}\right)^{4/s}}.$$
(3.91)

Из этого уравнения можно получить соответствующую формулу без учета объемного заряда между сеткой и анодом (3.80), если принять $\frac{d_{ac}}{d_{ck}} < 1$. В этом случае правую часть (3.90) можно разложить в ряд

$$\left(1+\frac{d_{\rm ac}}{d_{\rm CK}}\right)^{4/a}=1+\frac{4}{3}\frac{d_{\rm ac}}{d_{\rm CH}}+\frac{2}{9}\left(\frac{d_{\rm ac}}{d_{\rm CH}}\right)^2+\dots$$

Если теперь воспользоваться первыми двумя членами этого разложения, а также отношением (3.84), то из (3.91) получается (3.80). Условие $\frac{d_{ac}}{d_{cK}} < 1$, использованное при этом преобразовании, связано со следующим: (3.80) относится к случаю, когда между сеткой и анодом пространственный заряд незначителен, т. е. распределение потенциала практически такое же, как в «холодной» лампе. Как будет показано в § 3.9.2, влияние объемного заряда на кривую распределения потенциала между сеткой и анодом становится тем меньше, чем меньше d_{ac} . Поэтому при малых значениях d_{ac} получается распределение потенциала, близкое к распределению в «холодной» лампе.

§ 3.5. ЗАКОН СТЕПЕНИ 3/2 ДЛЯ ТРИОДА

Пользуясь представлениями о действующем напряжении и об эквивалентном диоде, легко получить закономерности токопрохождения в триоде. Вывод основан на сведении триода к эквивалентному диоду. Ток в эквивалентном диоде согласно (2.11) определяется законом степени 3/2, если в качестве анодного напряжения подставить действующее напряжение триода

$$I_a = G U_{\delta}^{\gamma_a}. \tag{3.92}$$

Теперь уточним, к току какого из трех электродов триода будет относиться формула, получаемая в результате переноса (3.92) на триод. В случае диода такого вопроса не возникало, так как там катодный и анодный токи представляют собой фактически один и тот же ток. Закон степени 3/2 выводился для диода на основании рассмотрения электрического поля перед катодом и таким образом относится к потоку электронов, уходящих от катода, т. е. по существу определяет катодный ток. Если в (3.92) для U_д подставить его развернутое значение (3.68), то для катодного тока триода получается

$$_{\kappa} = G \sigma^{\prime_{\kappa}} (U_{\kappa} + D U_{\kappa})^{\prime_{\kappa}}. \tag{3.93}$$

Эта зависимость называется законом степени 3/2 для триода. Им определяется катодный ток как в области отрицательных, так и положительных сеточных напряжений. Для расчета анодного тока закон степени 3/2 можно использовать только в случае, когда $I_a = I_{\kappa}$, т. е. при отрицательных сеточных напряжениях.

Выражения для G в случае триода определяется тем, что анод эквивалентного диода расположен на месте сетки триода. Отсюда для плоской системы электродов согласно (2.10)

$$G = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F_{\rm c}}{d_{\rm cm}^2} \left[{\rm A/B}^{4/_{\rm s}} \right], \qquad (3.94)$$

где $F_{\rm c}$ — поверхность сплошного электрода на месте сетки. Для цилиндрической системы электродов согласно (2.24)

$$G = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F_{\rm c}}{r_{\rm c}^2 \beta^2} \left[{\rm A/B}^{4/2} \right], \qquad (3.94a)$$

где β^2 — функция от отношения радиуса сетки r_c к радиусу катода r_{κ}

$$\beta^2 = f\left(\frac{r_{\rm c}}{r_{\rm K}}\right),\tag{3.95}$$

а $F_{\rm c}$ — поверхность сплошного цилиндра на месте сетки. Если l — длина системы электродов, то $F_{\rm c} = 2\pi r_{\rm c} l$.

Для того чтобы исключить ошибку, которая может произойти, если подставить для F_c поверхность сетки вместо поверхности сплошного электрода и чтобы придать выражениям для G в различных случаях большее единообразие, вместо F_c в формулы вводят поверхность анода лампы F_a . Тогда для плоского случая, где $F_c = F_a$, получаем

$$G = 2,33 \cdot 10^{-u} \frac{F_a}{d_{cs}^2} \left[A/B^{*/_a} \right], \qquad (3.96)$$

а для цилиндрического, где $F_{\rm d} = F_{\rm a} \frac{r_{\rm c}}{r_{\rm a}}$,

$$G = 2,33 \cdot 10^{-4} \frac{F_a}{r_a r_c \beta^2} \left[A/B^{3/e} \right].$$
(3.97)

Закон степени 3/2 для триода был выведен путем сведения триода к эквивалентному диоду. Как будет показано далее, это возможно не при всех конфигурациях системы электродов. Триоды, которые можно свести к эквивалентному диоду, принято называть *сводимыми* в отличие от *несводимых*, для которых этого выполнить нельзя. Закон степени 3/2, таким образом, определяет ход катодных характеристик только сводимых триодов.

§ 3.6. ВИДЫ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРИОДА

Как следует из (3.93), катодный ток в триоде является функцией двух напряжений, U_{d} и U_{a} . То же самое, очевидно, можно сказать об анодном и сеточном токах, которые являются частью катодного. Таким образом, токи в триоде в общем случае можно представить как функциональные зависимости

> $I_n = f(U_c, U_n);$ $I_{a} = f(U_{c}, U_{a});$ $I_c = t(U_c, U_s).$

Под статической характеристикой многоэлектродной лампы понимают зависимость тока в цепи какого-либо электрода от напряжения одного из электродов при постоянстве напряжений остальных электродов и отсутствии сопротивлений в цепях всех электродов. В соответствии с таким определением у триода имеются следующие шесть видов статических характеристик (в названиях первое слово относится к току, второе — к напряжению): 1) катодно-сеточная $I_{\kappa} = f(U_c)$ при $U_a = \text{const};$ 2) катодно-анодная $I_{\kappa} = f(U_a)$ при $U_c = \text{const};$ 3) анодно-сеточная $I_a = f(U_c)$ при $U_a = \text{const};$

- 4) анодная $I_a = f(U_a)$ при $U_c = \text{const};$ 5) сеточная $I_c = f(U_c)$ при $U_a = \text{const};$ 6) сеточно-анодная $I_c = f(U_a)$ при $U_c = \text{const}.$

Характеристики сеточного тока (сеточная и сеточно-анодная) практически существуют только при положительных Ue.

§ 3.7. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ СЕТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ

3.7.1. Статические характеристики «сводимых» триодов при отрицательных сеточных напряжениях

При отрицательных значениях U_{c_1} где $I_{a} = I_{a_1}$, характеристики катодного и анодного токов совпадают. Поэтому достаточно рассмотреть только одни из них. Обычно приводятся характеристики анодного тока.

Для упрощения рассмотрения их хода предположим, что он подчиняется закону степени 3/2.

а. Анодно-сеточные характеристики $(I_s = f(U_c))$ при $U_s = \text{const},$ рис. 3.15). Сеточное напряжение, при котором начинается характеристика, называется напряжением запирания лампы U_{с зап}. Оно определяется из условия

$$U_{\rm c} = U_{\rm c \ san}; \quad I_{\rm a} = 0.$$
 (3.98)

Отсюда согласно (3.93), учитывая, что $G \neq 0$,

$U_{\rm c \ son} = -DU_{\rm a},$

Так как U_a практически всегда положительно, (иначе не будет анодного тока), то $U_{c \, 3an}$ отрицательно, т. е. начало характеристик лежит слева от оси ординат. По модулю $U_{c \, 3an}$ тем больше, чем больше величина D и значение U_a , к которому относится характеристика. Исходя из точки запирания характеристика с увеличением U_c идет вверх по закону степени 3/2. При переходе в область положительных значений U_c появляется сеточный ток и кривые для I_a и I_{κ} расходятся: I_{κ} продолжает расти по закону степени 3/2, а рост I_a замедлянся.

Характеристики для разных значений U_a , например U_a и U_a ; согласно (3.83) одинаковы по форме, различно лишь их расположение по отношению к оси ординат: они сдвинуты по оси абсцисс параллельно самим себе на отрезок

$$\Delta U_{\rm c} = -D(U_{\rm a} - U_{\rm a}^{\rm r}). \tag{3.100}$$

Если $U'_{a} > U'_{a}$, то характеристика для U'_{a} смещена дальше влево, в сторону более отрицательных значений U_{c} . Получаю-





щаяся при $U_o < 0$ согласно (3.100) пропорциональность между изменением U_a и сдвигом характеристик по оси U_c обусловлена тем, что одинаковым значениям I_a должны соответствовать одинаковые значения U_{∂} , а для этого согласно с (3.66) при изменении U_c в одну сторону U_a должно измениться пропорционально в другую.

Для облегчения подбора требуемого режима работы лампы в справочниках обычно приводятся графики, представляющие собой группы характеристик, снятых через одинаковые интервалы напряжения — параметра. Совокупность таких характеристик называют семей-

(3.101)

с т в о м. Семейство анодно-сеточных характеристик триода, построенных по закону степени 3/2, показано на рис. 3.16.

б. Анодные характеристики $(I_a = f(U_a)$ при $U_c = \text{const})$. Эти характеристики полностью расположены справа от оси ординат, т. е. существуют только при положительных значениях U_a . Анодное напряжение, соответствующее началу характеристики, $U_{a \text{ зап}}$, определяется, так же как величина $U_{o \text{ зап}}$, из условия $I_a = 0$ и равно

$$U_{a \operatorname{san}} = -\frac{U_c}{D}.$$

или

При отрицательных сеточных напряжениях $U_{a \, san}$ таким образом всегда положительно. Для определения $U_{a \, san}$ при положительных U_{c} выражение (3.101) непригодно, так как $I_{a} \neq I_{\kappa}$. Подъем характеристик при отрицательных U_{c} , так же как и у анодно-сеточных характеристик, определяется законом степени 3/2.





Анодная характеристика для $U_{c} = 0$ идет из начала системы координат. По мере того как значение параметра U_c становится более отрицательным, анодиая характеристика сдвигается параллельно самой себе вправо, т. е. в сторону больших U.. Характеристики при положительных Uc всегда начинаются в начале системы координат, так как электроны с катода, если исключить начальные скорости, до отрицательного анода дойти не могут. При малых U, характеристики поднимаются круче, чем это соответствует закону степени 3/2, а после перегиба в точке, где U_a приблизительно равно U_c, идут па-раллельно характеристикам при отрицательных значениях U_c. Геометрическим местом точек перегиба характеристик при различных U. практически является прямая, проходящая через начало системы координат и имеющая наклон, соответствующий условию $U_s = U_c$. Эту прямую называют линией спада анодного тока, так как ее ход очень близок к реальному ходу анодных характеристик при малых значениях U., Анализ хода этих кривых будет дан позже. Семейство анодных характеристик триода показано на рис. 3.17.

3.7.2. Зависимость хода статических характеристик от густоты сетки. Лампы с «левыми» и «правыми» характеристиками

Рассмотрим анодно-сеточные характеристики двух триодов \mathcal{J}_{1} и \mathcal{J}_{11} , отличающихся друг от друга только густотой сетки. Пусть у триода с более редкой сеткой \mathcal{J}_{1} проницаемость сетки D_{1} , у триода с более густой сеткой $\mathcal{J}_{11} - D_{11}$. Так как $D_{1} > D_{11}$, то при одинако-

вых U_{a} начало характеристики триода J_{1} будет лежать при более отрицательных значениях U_{c} , чем триода J_{11} (рис. 3.18). Для оценки взаимного расположения обеих характеристик во всей области отрицательных U_{c} необходимо иметь, кроме точки запирания, еще по одной точке каждой характеристики. Такой точкой может быть та, в которой потенциал сетки равен потенциалу окружающего пространства.



Рис. 3.18. Анодно-сеточные характеристики трнодов с различной густотой сетки: *I* – сетка редкая! *II* – сетка густая Как было показано в § 3.1, в этом случае сетка, независимо от своей конструкции, не влияет на распределение потенциала между анодом и катодом лампы. Если соответствующее значение сеточного напряжения обозначить U_{cn} то при $U_c = U_{cn}$ катодные токи в обеих лампах должны быть одинаковыми, т. е. характеристики пересекаются. Значение U_{cn} при «отпертой» лампе всегда положительно и согласно (2.12), т. е. без учета начальных скоростей электронов, определяется отношением

$$\frac{U_{\rm cn}}{U_{\rm a}} = \left(\frac{d_{\rm cK}}{d_{\rm aK}}\right)^{4/3}.$$
 (3.102)

Как видно из рис. 3.18, характеристика лампы с более редкой

сеткой при прочих равных условиях расположена левее, т. е. дальше в области отрицательных сеточных напряжений, чем с более густой. Лампы с редкой сеткой соответственно называются лампами с «левыми» характеристиками, а с густой сеткой — с «правыми». Следует обратить внимание на то, что при редкой сетке крутизна подъема характеристики меньше, чем при густой.

3.7.3. Статические характеристики «несводимых» триодов при отрицательных сеточных напряжениях

I. Причины несводимости триода к эквивалентному диоду

Закон степени 3/2 для диода выведен в предположении, что напряженности электрического поля по всей поверхности катода и анода постоянны. Сведение триода к эквивалентному диоду и распространение, таким образом, этого закона на триод возможно, очевидно, только тогда, когда в триоде тоже выполняется это условие. В триодах, которые рассматривались до сих пор, это достигалось за счет следующих особенностей конфигурации их системы электродов.

1. Рассматривались лишь системы с плоскими или коаксиальными цилиндрическими электродами, т. е. системы, у которых междуэлектродные расстояния во всех точках поверхности электродов одинаковы или, короче говоря, у которых электроды эквидистантны. 2. Значения величин $\frac{d_{c\kappa}}{a}$, $\frac{d_{ac}}{a}$ и а были таковы, что напряжен-

ность электрического поля у поверхности сплошных электродов (катода и анода) во всех точках одинакова, т. е. что эти электроды находились в дальней зоне поля сетки.

3. Система электродов была бесконечно протяженна, т. е. отсутствовали краевые эффекты.

В реальных конструкциях триодов поле у катода в большинстве случаев в той или иной степени неравномерное. Для таких ламп закон степени 3/2 становится неточным, хотя он остается точным для элементарных участков поверхности катода, в пределах которых поле можно считать постоянным. Причины несводимости триода к эквивалентному диоду в основном следующие.

1. Неэквидистантность электродов. Неравные междуэлектродные расстояния в различных местах рабочей части системы электродов могут быть следствием:

 а) несоответствия профилей электродов друг другу (например, встречаются системы электродов, где катод в поперечном сечении круглый, сетка — овальная, а анод — прямоугольный, рис. 3.19, а);
 б) наличия у сеток траверс, благодаря чему даже при согласованных профилях электродов равномерность поля между сеткой и като-

дом на отдельных участках его периметра нарушается (рис. 3.19, *б*).

2. Большой шаг сетки по сравнению с расстоянием сетка — катод, приводящий к сильному провисанию анодного поля и в результате этого к возникновению островкового эффекта.

Неприменимость в случае несводимых триодов закона степени 3/2 для



Рис. 3.19. Поперечные сечения триодов, несводимых к эквивалентному диоду за счет: *а* — неэквидистантности электродов; б — влияния траверс сетки

системы электродов в целом вытекает также из непосредственного рассмотрения физических процессов, определяющих изменение катодного тока при изменении сеточного или анодного напряжений. В несводимых триодах напряженность поля по поверхности катода не постоянна, следовательно, различна в разных местах и плотность уходящего с катода потока электронов. Это особенно сильно выражено в лампах с редкой сеткой. Здесь при отрицательных сеточных напряжениях поле может исказиться настолько, что ток снимается только с участков катода, лежащих против середины просвета между витками сетки, а участки, лежащие под витками, «заперты». Соотношение между площадями работающих и неработающих участков катода зависит, очевидно, в первую очередь от величины U_c . Отсюда следует, что в несводимых триодах с изменением U_c при определенных условиях может меняться не только плотность катодного тока, причем на разных участках катода по-разному, но и площадь работающей части эмиттирующей поверхности. Управление электронным потоком здесь, таким образом, происходит как за счет изменения глубины минимума потенциала, так и за счет изменения величины работающей поверхности катода. Все это не учитывается в законе степени 3/2, который был выведен в предположении одинаковой плотности тока и неизменности размера работающей площади катода.

Статические характеристики триодов с неэквидистантной системой электродов

Неэквидистантные системы электродов получаются при использовании в одной лампе электродов различных профилей. Характеристики таких ламп часто определяют расчетно-графическим способом



Рис. 3.20. Разложение неэквидистантного триода на элементарные триоды

путем разложения несводимого триода на ряд параллельно включенных элементарных сводимых триодов. Для этого понеречное сечение несводимого триода ориентировочно по ходу электрических силовых линий поля делят на отдельные ячейки так, чтобы каждую ячейку в первом приближении можно было рассматривать как маленький триод плоской или цилиндрической конфигурации (рис. 3.20). Складывая катодные токи этих элементарных триодов, находят ток триода в целом. Экспериментальная проверка показала, что такой метод дает довольно точные результаты.

III. Статические характеристики триодов с редкой сеткой

В современных лампах шаг сетки часто бывает больше расстояния сетка-катод. Это приводит к появлению островкового эффекта, существенно изменяющего ход характеристик по сравнению с характеристиками сводимых триодов. Характеристики при островковом эффекте можно сравнительно легко рассчитать аналитически.

При отношении $\frac{p}{d_{ck}} > 1$ катод обычно лежит в ближней зоне поля сетки. Это означает, что напряженность поля и отсюда и действующее напряжение по поверхности катода не постоянны, как это

считалось ранее, а меняются от точки к точке. Если предположить, что система электродов эквидистантна, то картины поля, а следовательно, и значения U_{∂} периодически повторяются через отрезки, равные шагу сетки. В связи с этим и U_{∂} будет изменяться периодически с периодом, равным шагу. Периодическое изменение U_{∂} можно

свести к соответствующему изменению проницаемости сетки *D*, которая таким образом, если рассматривать плоскую систему электродов, становится периодической функцией поперечной координаты *y* (рис. 3.21):

$$D = D(y)$$
. (3.103)

Величина *D* имеет наименьшее значение под витками сетки, наибольшее — против середины просвета.

Для расчетов удобно представить D(y) как сумму постоянной составляющей D_0 и переменной составляющей $D \sim = D_{\sim}(y)$:

$$D = D_0 + D_{\sim}(y).$$
 (3.104)



Рис. 3.21. Изменение проницаемости сетки вдоль поверхности катода за счет провисания анодного поля

В таком же виде, очевидно, можно записать и U_{∂} . Если подставить (3.104) в (3.68) и принять, что о от y не зависит (ошибка здесь незначительна), т. е. что

$$\sigma = \frac{1}{1 + D_0 + D'},$$
$$U_0 = \frac{U_c + D_0 U_a + D_{\sim} U_a}{1 + D_0 + D'}$$

Вводя для постоянной и переменной составляющих U_{∂} обозначения $U_{\partial 0}$ и $U_{\partial n}$

$$U_{\partial_0} = \frac{U_c + D_0 U_s}{1 + D_0 + D'},$$

$$U_{\partial_{\infty}} = \frac{D_{\infty} U_s}{1 + D_0 + D'},$$

получаем

то

$$U_{\partial} = U_{\partial 0} + U_{\partial_{-}} \,. \tag{3.105}$$

Расчет характеристик ведется здесь в принципе тем же путем, что и для неэквидистантных триодов. Несводимый триод в пределах половины шага сетки (больше не нужно, так как поле периодично и симметрично) разлагается на элементарные триоды шириной *dy*, для

каждого элементарного триода определяют U_{∂} , пользуясь зависимостью D = D(y), затем вычисляют его катодный ток, и, наконец, путем интегрирования от y = 0 до $y = \frac{1}{2}p$ находят суммарный ток лампы в пределах половины шага.

Для того чтобы сравнительно просто получнть представление о влиянии островкового эффекта на ход характеристик, примем сначала, что D_{\sim} изменяется по периодической кривой треугольной формы



Рис. 3.22. К анализу статических характеристик триодов с редкой сеткой: a - конфигурации электродов; бтаменение произдемости; <math>a - изменение дейструющего напряжения при $U_{\partial m} > U_{\partial 0}$; a - изменение дейструющего напряжения при $U_{\partial m} < U_{\partial 0}$ с амплитудой D_m и периодом p (рис. 3.22, 6). Тогда зависимость D от y в пределах полушага будет линейная

$$D = D_0 - D_m \left(1 - \frac{4y}{p} \right). \quad (3.106)$$

В том, что (3.106) правильно отражает зависимость, представленную на рисунке, легко убедиться, определяя D в точках y = 0 и $y = \frac{1}{2}$ p:

$$y = 0: D = D_0 - D_m;$$

 $y = \frac{1}{2}p: D = D_0 + D_m$

В виде, аналогичном (3.106), можно представить и U_a

$$U_{\partial} = U_{\partial 0} - U_{\partial m} \left(1 - \frac{4y}{p} \right), \quad (3.107)$$

где $U_{\partial m}$ — амплитуда переменной составляющей U_{∂} .

Теперь определим ток dI_{R} элементарного триода шириной dy. Если первеанс триода шириной $\frac{1}{2}p$ равен G, то первеанс элементарного триода будет $\frac{G}{\frac{1}{2}p}$ dy. Отсюда по закону степени 3/2

$$dI_{\mu} = \frac{2G}{p} U_{J}^{3/2} dy.$$
 (3.108)

Для перехода от переменной y к переменной U_{∂} находим путем дифференцирования из (3.107)

$$dU_{\partial} = U_{\partial m} \frac{4}{p} dy,$$

откуда при подстановке в (3.108)

$$dI_{\mathfrak{u}}=\frac{G}{2U_{\partial m}}U_{\partial}^{\mathfrak{s}/\mathfrak{s}}\,dU_{\partial}.$$

Катодный ток триода шириной в половину шага

$$I_{u} = \frac{G}{2U_{\partial m}} \int_{U_{\partial}}^{U_{\partial}^{s/2}} dU_{\partial} = \frac{G}{5U_{\partial m}} U_{\partial}^{s/2} \Big|_{U_{\partial}}^{U_{\partial}}$$
(3.109)

Пределы интегрирования U'_{∂} и U'_{∂} определяются относительной величиной $U_{\partial m}$ и $U_{\partial 0}$. Здесь различают два случая: 1) $U_{\partial m} > U_{\partial 0}$ (резко выраженный островковый эффект, рис. 3.22, *e*).

1) $U_{\partial m} > U_{\partial 0}$ (резко выраженный островковый эффект, рис. 3.22, θ). В этом случае участки под витками сетки «заперты», так как там $U_{\partial} < 0$. Интегрирование нужно производить от точки, где $U_{\partial} = 0$ ($U_{\partial} = 0$), до середины витка ($U_{\partial}^{*} = U_{\partial 0} + U_{\partial m}$). Тогда согласно (3.109)

$$I_{u} = \frac{G}{5U_{\partial m}} (U_{\partial 0} + U_{\partial m})^{s_{l_{2}}}; \qquad (3.110)$$

2) $U_{\partial m} < U_{\partial 0}$ (слабо выраженный островковый эффект, рис. 3.22, *г*). Работает вся поверхность катода, так как всюду $U_{\partial} > 0$, но плотность тока по поверхности непостоянна. Интегрирование нужно производить от $U_{\partial} = U_{\partial 0} - U_{\partial m}$ до $U_{\partial} = U_{\partial 0} + U_{\partial m}$. Тогда, если вынести одновременно $U_{\partial 0}^{5/2}$ за скобки,

$$I_{R} = \frac{G}{5U_{\partial m}} U_{\partial 0}^{s/s} \left[\left(1 + \frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}} \right)^{s/s} - \left(1 - \frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}} \right)^{s/s} \right].$$
(3.111)

Так как $\frac{U_{\partial m}}{U_{\partial v}} < 1$, то скобки со степенью 5/2 можно разложить в ряд

$$\left(1 \pm \frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}}\right)^{0/4} = 1 \pm \frac{5}{2} \frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}} + \frac{5 \cdot 3}{2 \cdot 4} \left(\frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}}\right)^2 \pm \frac{5 \cdot 3 \cdot 1}{2 \cdot 4 \cdot 6} \left(\frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}}\right)^3 + \dots$$

Учитывая только первые четыре члена разложения, получаем для квадратной скобки

$$\left(1+\frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}}\right)^{s/s}-\left(1-\frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}}\right)^{s/s}=5\frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}}\left[1+\frac{1}{8}\left(\frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}}\right)^{2}\right],$$

откуда

$$I_{u} = GU_{\partial 0}^{3/2} \left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{U_{\partial m}}{U_{\partial 0}} \right)^{2} \right].$$
(3.112)

Воспользуемся выведенными зависимостями для сравнения характеристик, получающихся при наличии островкового эффекта, с характеристиками соответствующих сводимых триодов, у которых ток определяется уравнением

$$I_{\rm g} = G U_{bb}^{\prime},$$
 (3.113)

При этом нужно иметь в виду, что значение величины $U_{\partial m}$, фигурирующей в (3.110)—(3.112), зависит от степени провисания анодного поля и растет с ростом неравномерности поля в плоскости сетки; при заданном U_a или U_∂ оно будет тем больше, чем более отрицательно U_e .



Рассмотрим сначала анодно-сеточные характеристики. Выражение (3.110) определяет ход характеристик около точки запирания и свидетельствует о наличии тока даже при $U_{a0} < 0$, когда по закону степени 3/2 тока еще не должно быть. Характеристики за счет островкового эффекта, следовательно, вытягиваются в сторону отрицательных U_{c} . Согласно сказанному о зависимости $U_{\partial m}$ от соотношения между U_{a} и U_{c} степень вытянутости будет тем больше, чем больше значение U, которому соответствует характеристика. Крутая часть характеристик определяется уравнением (3.112). Оно отличается от (3.113) множителем в квадратных скобках; который всегда больше единицы. Это значит, что токи при наличии островкового эффекта при прочих равных условиях всегда больше, чем при его отсутствии. а насколько больше — это зависит от отношения U_{dm}/U_{do}. Так как это отношение уменьшается с изменением Uc в положительную сторону, то разница между характеристиками при наличии и отсутствии островкового эффекта по мере роста $I_{\rm R}$ становится меньше. С ростом $U_{\rm a}$, которому соответствует характеристика, разница, наоборот, увеличивается. На рис. 3.23, а сопоставлены соответствующие друг другу семейства анодно-сеточных характеристик при наличии и отсутствии. островкового эффекта. Из рисунка видно, что при наличин островкового эффекта характеристики идут выше и положе, чем при его отсутствии. При разных $U_{\rm a}$ они не подобны друг другу, а тем больше вытянуты, чем больше $U_{\rm a}$; в сторону запирания они, следовательно, расходятся. Картина семейства в несколько утрированном виде дана там же на дополнительном рисунке.

На рис. 3.23, б даны соответствующие анодные характеристики. Здесь характеристики при островковом эффекте тоже идут выше и положе, чем при его отсутствии, но в отличие от анодно-сеточных они в сторону запирания сближаются. Сдвиг начальной точки в сторону начала системы координат тем больше, чем более отрицательно U_o (см. маленький дополнительный рисунок).

Использованная до сих пор зависимость D от y (см. 3.106) в большинстве конструкций неточно учитывает инстинное изменение напряженности поля по поверхности катода. В литературе, в зависимости от степени апроксимации картины поля, приводятся разные выражения для функции D(y). Большинство авторов считает, что с достаточной для практических целей точностью для переменной составляющей D можно принять гармонический закон изменения, и предлагает для D(y) выражение

$$D = D_0 - D_m \cos \frac{2\pi y}{p} \,. \tag{3.114}$$

Если ввести величину максимального относительного изменения D и обозначить ее 8

$$\delta = \frac{D_m}{D_0}, \qquad (3.115)$$

то (3.114) принимает вид

$$D = D_0 \left(1 - \delta \cos \frac{2\pi y}{p} \right). \tag{3.116}$$

Значение D_0 можно рассчитывать по формулам для проницаемости сводимых триодов (см. § 3.3.4), лучше всего по формуле Оллендорфа. Величина δ , в отличие от D_0 , зависит не только от d_{ac} , но и от d_{ck} , так как оба междуэлектродных расстояния совместно определяют степень провисания анодного поля и тем самым и изменение напряженности поля по поверхности катода. При тонкой проволоке навивки сетки $\left(\frac{2c}{p} < 0, 1\right)$, $\frac{d_{ck}}{p} > 0,5$ и $\frac{d_{ac}}{p} > 0,33$ величину δ можно рассчитать по формуле [Л.3.8]:

$$\delta = 2 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi c}{p} \right)^2 \right] \left(1/D' + 1 + \frac{d_{\mathsf{CK}}}{d_{\mathsf{ac}}} \right) \exp\left(- \frac{2\pi d_{\mathsf{CK}}}{p} \right), \quad (3.117)$$

где D' — обратная проницаемость сетки. Из этой формулы видно, что при больших d_{ck}/p , т. е. в условиях, когда поле у катода становится равномерным, ϑ стремится к нулю, так что разница между D и D_0 исчезает. Выражение (3.117) предполагает тонкую проволоку навивки $\left(\frac{2c}{\rho} < 0,1\right)$. Если же диаметр проволоки велик и сравним с междуэлектродными расстояниями, то уже сама толщина витка заметно влияет на равномерность поля у катода и в формулу (3.117) приходится вводить соответствующую поправку. Она заключается в том, что геометрические междуэлектродные расстояния d_{ck} и d_{ac} заменяются некоторыми эффективными d_{ck} эф и d_{ac} эф, отличающимися от



Рис. 3.24. К определению понятия действующих междуэлектродных расстояний ск эф и а_{ас эф}, отличнощимися от геометрических на величину 9, называемую эффективной полутолщиной сетки

$$d_{\mathsf{c}\mathsf{K}} = d_{\mathsf{c}\mathsf{K}} - \vartheta, \quad (3.118)$$

$$d_{\mathrm{ac}} \mathfrak{s}_{\Phi} = d_{\mathrm{ac}} - \vartheta. \quad (3.119)$$

Эффективная полутолщина определяется следующим образом. При рассмотрении дальнего поля триод заменяли двумя последовательно включенными диодами, общим электродом которых была бесконечно тонкая пластина, расположенная в плоскости сетки. Как показывает анализ поля при

толстых витках сетки, влияние толщины витка можно ориентировочно учесть, если присвоить этой пластине симметрично к плоскости сетки некоторую толщину 20, определяемую из условия, что площадь ее поперечного сечения должна быть равна удвоенной площади поперечного сечения витков сетки (рис. 3.24) [Л.3.7]. Тогда для отрезка сетки, равного шагу,

$$2\vartheta p = 2\pi c^2, \tag{3.120}$$

откуда

$$\vartheta = \frac{\pi c^2}{\rho} \,. \tag{3.121}$$

Подставляя (3.118), (3.119) и (3.121) в (3.117), получаем

$$\delta = 2 \left[1 - \frac{4}{2} \left(\frac{2\pi c}{p} \right)^2 \right] \left[\frac{1}{D'} + 1 + \frac{d_{c_{\rm K}} - \frac{\pi c^2}{p}}{d_{ac} - \frac{\pi c^2}{p}} \right] \exp \left[- \frac{2\pi}{p} \left(d_{c_{\rm K}} - \frac{\pi c^2}{p} \right) \right].$$
(3.122)

Учет поправки на толщину витка дает возможность расширить область применения уравнения (3.117) до $\frac{2c}{p} = 0,6$.

Все указанные формулы для расчета δ относятся к «холодной» лампе, т. е. не учитывают влияние пространственного заряда. Для расчета δ для «горячей» лампы в выражение (3.122) дополнительно вводят величину *_к [см. (3.77)], применявшуюся уже раныше для учета влияния пространственного заряда на значение действующего



Рис. 3.25. Диаграмма для определения 8'

напряжения. Если пренебрегать начальными скоростями электронов и соответственно принять $*_{\kappa} = \frac{4}{3}$, то при $\frac{2c}{\rho} < 0.6, \frac{d_{cs}}{\rho} > 0.5$ и $\frac{d_{ac}}{\rho} > 0.33$ для δ получается выражение

$$\delta = 2 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi c}{p} \right)^2 \right] \left(\frac{\cdot 3}{4D'} + 1 + \frac{\frac{3}{4} d_{c_{\rm E}} - \frac{\pi c}{p}}{d_{ac} - \frac{\pi c^3}{p}} \right)^2 \exp \left[-\frac{2\pi}{p} \times \left(\frac{3}{4} d_{c_{\rm E}} - \frac{1}{4} - \frac{\pi c^3}{p} \right) \right] \right)$$
(3.123)

Если ввести обозначения

$$\delta' = 2 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi c}{p} \right)^2 \right] \left(\frac{3}{4D'} + 1 \right) \exp \left[\frac{-2\pi}{p} \left(\frac{3}{4} d_{c_R} - \frac{1}{4} \frac{\pi c^2}{p} \right) \right]$$
(3.124)
H
$$\left[\frac{3}{4} d_{c_R} - \frac{\pi c^2}{p} \right] \left(\frac{3}{4} - \frac{\pi c^2}{p} \right) = 0.125$$

$$\delta'' = 1 + \left(\frac{4}{d_{ac} - \frac{\pi c^2}{p}} / \left(\frac{3}{4D'} + 1\right)\right), \qquad (3.125)$$

то легко показать, что

$$\delta = \delta' \cdot \delta''. \tag{3.126}$$

На рис. 3.25 и 3.26 даны диаграммы для определения 8' и 8" [Л.3.9]. При сложной конфигурации электрического поля для расчета характеристик часто выгодно использовать электронно-вычислительные машины. В литературе приводится много методов для численного расчета электрических полей и характеристик систем электродов различных конфигураций, см., например, [Л.3.10].



Рис. 3.26. Диаграмма для определения 8"

Островковый эффект является основной причиной расхождения реальных характеристик триода и построенных теоретически, даже с учетом «горячего поля» и начальных скоростей электронов. Кроме островкового эффекта, на расхождение влияют также факторы, действующие в диоде (см. § 2.3).

3.7.4. Связь между анодными и анодно-сеточными характеристиками

Семейства анодных и анодно-сеточных характеристик, взаимосвязаны, так как определяются одной и той же функциональной зависимостью от напряжения электродов (см. § 3.6). Поэтому семейство одних характеристик можно графически построить по семейству других. В качестве примера рассмотрим построение анодно-сеточной характеристики по известному семейству анодных для заданного значения анодного напряжения U_a (рис. 3.27). Для построения в семействе анодных характеристик проводят вертикальную прямую при $U_a = U'_a$. Точки пересечения ее с анодными характеристиками соответствуют одной и той же анодно-сеточной характеристике и определяют величины токов при соответствующих сеточных напряжениях.



Рвс. 3.27. Построение статической анодно-сеточной характеристики по семейству статических анодных характеристик

Точки пересечения горизонтально переносят в расположенную рядом систему координат анодно-сеточных характеристик и располагают против соответствующих значений U_c . Соединяя построенные точки, получают искомую характеристику. Аналогичным образом по семейству анодно-сеточных характеристик можно построить анодные. Этот способ универсален и не связан ни с какими предпосылками.

§ 3.8. ТОКОРАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ТРИОДЕ

3.8.1. Введение

При отрицательных сеточных напряжениях, как это предполагалось до сих пор, катодный и анодный токи были идентичны, что позволяло перенести закономерности катодного тока на анодный. Иначе обстоит дело при положительных U_c , когда часть электронов, летящих с катода, идет на сетку и катодный ток разделяется на анодный и сеточный. Попадет ли электрон на сетку или на анод, зависит от траектории электрона, т. е. в конечном счете от формы электростатического поля. При идеальных структурах системы электродов, т. е. в равномерных полях, расчет токораспределения простой. В реальных лампах, однако, выполнение его наталкивается на большие трудности из-за необходимости учитывать искажения поля, вызванные структурой сетки, а также из-за следующих дополнительных явлений: 1) наличия при $U_{\rm o} > 0$ минимума потенциала между сеткой и анодом, возникающем здесь за счет объемного заряда, создаваемого проходящим потоком электронов;

2) выбивания электронами, идущими с катода, вторичных электронов из сетки и анода, которые при определенных условиях переходят с одного электрода на другой, и этим создают дополнительные составляющие сеточного и анодного токов.

Далее приводится теория токораспределения, основанная на следующих упрощающих предпосылках:

 начальные энергии электронов у поверхности катода малы по сравнению с значениями их кинетической энергии между сеткой и анодом;

2) пространственный заряд между сеткой и анодом пренебрежимо мал;

3) отсутствуют вторичные и отраженные от электродов первичные электроны.

Выведенные таким образом формулы для расчета токораспределения часто дают результаты, заметно отличающиеся от действительности. Но они все же имеют большое практическое значение, так как правильно отражают влияние отдельных факторов и этим дают возможность при разработке ламп сознательно воздействовать на токораспределение в том или другом направлении.

3.8.2. Сетка как электронно-оптическая система

Если бы электрическое поле между электродами было совершенно равномерным, то траектории электродов. В действительности же поле вокруг сетки неравномерно. Вследствие этого на электрон при прохождении через сетку со стороны ближайшего витка действует сила, направленная перпендикулярно направлению его движения и приводящая тем самым к отклонению его траектории от нормали. Направление отклонения зависит от того, притягивается или отталкивается электрон витком, что определяется тем, выше или ниже потенциал витка, чем потенциал окружающего пространства.

Анализ формы поля в пространстве вокруг сетки показывает, что каждая ее секция, т. е. участок от витка до витка, оказывает на проходящий через нее поток электронов фокусирующее или рассеивающее действие в зависимости от относительного уровня потенциалов сетки и пространства. Областью электроники, занимающейся изучением электрических и магнитных полей, способных изменять конфигурацию электронных пучков, является электронная оптика. С точки зрения воздействия на траектории электронов сетку можно, таким образом, рассматривать как электронно-оптическую систему.

Методами электронной оптики созданы те же элементы воздействия на поток электронов, которые существуют в световой оптике для светового потока: призмы, линзы, зеркала. Так, например, свойствами электронной линзы обладает диафрагма, расположенная между двумя плоскими проводящими пластинами (Π_1 , Π_2 , рис. 3.28). Если на пластины подать постоянное напряжение, минусом на пластину Π_1 , и сообщить диафрагме такой потенциал (например, соединением ее с пластиной Π_2), чтобы напряженность электрического поля у ее поверхности со стороны этой пластины (E_2) была меньше, чем со стороны пластины $\Pi_1(E_1)$, то такая система будет оказывать рассеивающее действие на электронный поток, проходящий через нее со стороны пластины Π_1 (рис. 3.28, *a*). Если же соединить диафрагму с Π_1 , то действие будет собирающее (рис. 3.28, *b*).



Рис. 3.28. Электронно-оптическое действие диафрагмы: $a - E_z < E_i; \quad 6 - E_z > E_i; \quad - \text{сквипотен$ $циальные линии; } - траектории электровов$

Возможность создания оптических систем для электронных пучков, подобных оптическим системам световой оптики, основано на подобии закону преломления световой оптики основного закона, определяющего путь движения электрона в электрическом поле. Этот закон соответственно назы-

вается законом преломления электронной оптики. Как известно, преломление, которое испытывает световой луч при переходе из среды с диэлектрической постоянной г₁ в среду с диэлектрической постоянной.г₂, определяется выражением

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}, \quad (3.127)$$

где а — угол падения; β — угол преломления.

Аналогичное выражение можно вывести и для траектории электро-



Рис. 3.29. К выводу закона преломления электронной оптики

на при переходе его из области пространства с постоянным потенциалом U_1 в область пространства с постоянным потенциалом U_3

(рис. 3.29). Пусть электрон прилетает к границе между областями под углом а, имея скорость

$$v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m}U_1}, \qquad (3.128)$$

и имеет скорость после перехода в область с потенциалом U_a

$$v_2 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_2}$$
 (3.129)

Для того чтобы определить его движения после перехода границы, разложим в непосредственной близости от точки перехода векторы v_1 и v_2 на составляющие, направленные нормально к границе ($v_{1_{\rm H}}$, $v_{2_{\rm H}}$) и параллельно ей ($v_{1_{\rm T}}$, $v_{2_{\rm T}}$). Вектор напряженности поля в точке перехода и соответственно сила, действующая здесь на электрон, направлены нормально к границе областей. Следовательно, при переходе будет изменяться только нормальная составляющая скорости, а тангенциальная останется без изменения, т. е.

$$v_{1r} = v_{2r}$$
 (3.130)

Учитывая, что

$$v_{1r} = v_1 \sin \alpha;$$

 $v_{rr} = v_2 \sin \beta$

из (3.130) при подстановке для v_1 и v_2 выражений (3.128) и (3.129) получаем

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}},$$

т. е. выражение, аналогичное (3.127).





(3.131)

Рис. 3.30. Шелевая диафрагма (а) и цилиндрические светооптические линзы (б)

Электрическое поле между двумя витками сетки, очевидно, очень похоже на электрическое поле щелевой диафрагмы, т. е. диафрагмы с узким прямоугольным отверстием (рис. 3.30, *a*). Световым аналогом щелевой диафрагмы является цилиндрическая линза (рис. 3.30, *б*). Такая линза, в отличие от сферической, имеет не точечный, а линей-

ный фокус. Как показывается в электронной оптике (например, [Л.3.11]), фокусное расстояние щелевой диафрагмы рассчитывается по формуле

$$f = \frac{2U_{\partial}}{E_2 - E_1},\tag{3.132}$$

где U_{∂} — потенциал диафрагмы; E_1 , E_2 — напряженности электрического поля на одной и другой стороне диафрагмы, считая их положительными, когда представляющие их векторы направлены навстречу движению электронов.



Рис. 3.31. Траектории электронов в пределах одной секции сетки при положительных потенциалах сетки, больших потенциала окружающей среды (картина получена при помощи резиновой мембраны) $a - U_a - около вуля; \quad 6 - U_a = U_c$

Для подтверждения того, что сетку действительно можно считать электронно-оптической системой, рассмотрим результаты экспериментального исследования отклонений, которые испытывают электроны

при прохождении через плоскость сетки. На рис. 3.31 в качестве примеров приведены траектории электронов, полученные путем моделирования (методом резиновой мембраны) для случая, когда потенциал сетки выше потенциала окружающей среды и сетка рассеивает поток электронов. Анализ этих траекторий показывает, что около анода тангенс угла их отклонения β от нормали в пределах одной секции сетки пропорционален расстоянию у их начальной точки на поверхности катода от плоскости через середину просвета между витками:

 $tg\beta = ay, \qquad (3.133)$

где а — коэффициент пропорциональности. Для дальнейшего разбора апрокси-





мируем траектории электронов ломаными линиями, состоя щими из двух отрезков: отрезка, нормального к плоскости сетки на участке между катодом и сеткой, и отрезка с углом наклона β – между сеткой и анодом (рис. 3.32). Если теперь продлить наклонны участки до пересечения их со средней плоскостью между витками то все они будут пересекать эту плоскость на одинаковом расстоянии от плоскости сетки. В этом легко убедиться, если рассмотреть пря моугольный треугольник ACF, образуемый плоскостью сетки, средней плоскостью между витками и продлением наклонного отрезка траек тории электрона. В этом треугольнике угол у вершины F равен β_i лежащий против него катет — y, а прилежащий — f. Тогда из треугольника следует, что

$$tg\beta = \frac{y}{f}$$
(3.134)

Сопоставляя (3.134) и (3.133), находим

$$f=\frac{1}{a},$$

т. е. что f — величина, не зависящая от y. Это означает, что параллельный пучок электронов при прохождении сетки преломляется так, будто все электроны идут из точки F. Следовательно, сетка действует как линза с фокусным расстоянием f. Если теперь секцию сетки уподобить щелевой диафрагме, то согласно (3.132) фокусное расстояние сетки можно вычислять по формуле

$$f = \frac{2U_{\partial}}{E_{c(a)} - E_{c(g)}}, \qquad (3.135)$$

где U_{∂} — действующее напряжение в плоскости сетки; $E_{o(a)}$ — напряженность электрического поля с анодной стороны сетки; $E_{o(\kappa)}$ — напряженность электрического поля с катодной стороны сетки.

Подставляя для $E_{c(a)}$ и $E_{c(k)}$ (3.28) и (3.29), учитывая, что в них $C = U_{\partial}$, и полагая $U_{\mu} = 0$, получим

$$f = \frac{2U_{\partial}}{\frac{U_a - U_{\partial}}{d_{ac}} - \frac{U_{\partial}}{d_{cs}}} \cdot (3.136)$$

Приводя далее знаменатель дроби к общему знаменателю и имея в виду, что $d_{ac} + d_{c_{R}} = d_{a_{R}}$, это выражение можно легко представить в виде

$$f = -\frac{2d_{ac} d_{cn}}{d_{au}} \frac{U_{\partial}}{U_{\partial} - U_{a} \frac{d_{cn}}{d_{au}}}.$$
 (3.137)

Когда $U_{\partial} < U_{a} \frac{d_{\text{ск}}}{d_{ak}}$, то f > 0 и сетка действует как собирательная линза; при $U_{\partial} > U_{a} \frac{d_{\text{ск}}}{d_{ak}}$, f < 0 и электронный поток при прохождении сетки рассеивается. Как известно из теории поля, вид эквипотенциальных линий электюстатического поля многоэлектродной системы не меняется, если пропорционально изменить потенциалы всех электродов. Это ознаиает, что в триоде формы поля и траекторий электронов не зависят эт абсолютного значения сеточного и анодного напряжений в отдельюсти, а только от их отношения. Только от U_a/U_c должно зависеть гогда и фокусное расстояние

$$f = f\left(\frac{U_{\rm a}}{U_{\rm c}}\right). \tag{3.138}$$

Для проверки этой функциональной зависимости подставляем в (3.137) уравнение (3.68) и в результате деления числителя и знаменагеля на U_a получаем

$$f = -\frac{2d_{ac} d_{cx}}{d_{ax}} \frac{\sigma\left(\frac{U_c}{U_a} + D\right)}{\sigma\left(\frac{U_c}{U_a} + D\right) - \frac{d_{cx}}{d_{ax}}},$$
 (3.139)

т. е. что f — однозначная функция от U_a/U_c .

3.8.3. Коэффициенты токопрохождения и токораспределения

Для количественного учета распределения электронов по электродам с положительным потенциалом пользуются коэффициентами токопрохождения и токораспределения.

Под коэффициентом токопрохождения q понимают отношение анодного тока к катодному

$$q = \frac{I_{a}}{I_{K}}, \qquad (3.140)$$

а под коэффициентом токораспределения k — отношение анодного тока к сеточному

$$k = \frac{I_a}{I_c}.$$
 (3.141)

Из (3.2) путем деления на *l* а легко вывести, что эти коэффициенты связаны соотношениями

$$q = \frac{k}{k+1}, \qquad (3.142)$$

$$k = \frac{q}{1-q}.\tag{3.143}$$

Оба коэффициента могут в одинаковой мере служить для характеристики токораспределения, но в теоретических расчетах удобнее пользоваться величиной q. Зная q или k, можно по I_{u} определять I_{a} и I_{c} , пользуясь выраже ниями

$$I_a = qI_{\kappa}$$
, или $I_a = \frac{k}{k+1}I_{\kappa}$, (3.144, 145)

$$I_{c} = (1 - q) I_{a}$$
 или $I_{c} = \frac{1}{k+1} I_{a}$. (3.146, 147)

Так как форма траекторий электронов зависит только от отноше ния анодного и сеточного напряжений, то и коэффициенты q и k одно значно определяются не величиной каждого из этих напряжений отдельности, а только их отношением:

$$q = q\left(\frac{U_{\rm s}}{U_{\rm c}}\right),\tag{3.148}$$

$$k = k \left(\frac{U_a}{U_c}\right). \tag{3.149}$$

3.8.4. Режимы токораспределения

Если снять зависимость коэффициентов q и k от отношения U_a/U_c то получаются близкие по форме кривые, состоящие из двух отли-



Рис. 3.33. Кривые токораспределения (принципиальный ход без учета начальных скоростей электронов и пространственного заряда)

 $a - q = i (U_a/U_c); \delta - k = i (U_a/U_c);$ — кривые при сетке с конечными шатом и диаметром проволоки навияки (поле — неравиомерное); — кривые при сетке с очень меляой структурой (поле — равиомерное); / — область возврата; // — область перехвата

чающихся друг от друга участков, крутого — при малых U_a/U_c и пологого — при больших (рис. 3.33). Значение U_a/U_c , соответствующее границе между обонми участками $(U_a/U_c)_{\rm rp}$, всегда меньше еди-
ницы и теоретически для большинства конструкций триодов лежит в пределах 0,1—0,3.

Разница в наклонах обоих участков вызвана различным характером движения электронов в пространстве сетка — анод. На пути от катода до сетки (предполагая, конечно, что $U_c > 0$), электроны при любых значениях U_a/U_c ускоряются. Между сеткой и анодом знак изменения их скорости зависит от отношения U_a/U_c , при $U_a > U_c$ они ускоряются, при $U_a < U_c$ — тормозятся. Когда $U_a > U_c$, все

электроны, проходящие через сетку, долетают до анода. То же имеет место, когда U, немного меньше, чем U_{c} , но все же $\frac{U_{a}}{1} > \left(\frac{U_{a}}{1}\right)$ хотя в этом случае электроны между сеткой и анодом и тормозятся, они, за счет запаса кинетической энергии, приобретенной на пути от катода до сетки, все же долетают до анода. Но когда $\frac{U_a}{Z} < \left(\frac{U_a}{Z}\right)$, TODмозящее действие поля между сеткой и анодом настолько сильно. что значительная часть электронов не достигает анода, а, не дойдя до него, поворачивает обратно и летит на витки сетки. Таким образом, сеточный ток в общем случае будет сос-



Рис. 3.34. Токораспределение в триоде (стрелки указывают не направление токов, а направление движения соответствующих им потоков электронов) 1-ток, соответствующай потоку элек-

I — ток, соответствующай потоку электронов, проходящих через плоскость сетки

тоять из двух составляющих (рис. 3.34): составляющей $I_{\rm c}$, получающейся за счет электронов, налетающих на витки сетки при прямом движении от катода к аноду, и составляющей $I_{\rm c}$, получающейся за счет электронов, возвращающихся обратно из пространства сетка — анод

$$I_{\rm c}=I_{\rm c}+I_{\rm e}^{\prime}.$$

При $U_a/U_c \gg 1$ преобладает составляющая I'_c , при $U_a/U_c \ll 1 - coставляющая I'_c$.

В связи с изложенным различают два режима токораспределения.

1. Режим возврата, — когда часть электронов, проходящих плоскость сетки, не долетает до анода. Ток сетки в основном получается за счет возврата электронов из пространства сетка — анод.

2. Режим перехвата, — когда все электроны, проходящие через плоскость сетки, практически долетают до анода. Ток сетки получается за счет электронов, перехватываемых ею при прямом их движении от катода к аноду.

Режим возврата имеет место, когда $\frac{U_a}{U_c} < \left(\frac{U_a}{U_c}\right)_{rp}$, режим пере-

хвата — когда
$$\frac{U_a}{U_c} > \left(\frac{U_a}{U_c}\right)_{rp}$$
.

6 - 286

3.8.5. Токораспределение в режиме возврата

Возврат электронов к сетке из пространства сетка — анод вызван, как будет показано далее, искривлением их траекторий из-за неравномерности электрического поля в ближней зоне сетки. При равномер-



Рис. 3.35. Распределение потенциала в триоде в режиме возврата без учета пространственного заряда и неравномерности поля вблизи сетки ном поле все электроны, проходящие через сетку, долетали бы до анода при любых, даже самых малых U, и режима возврата бы не существовало. Для доказательства этого обратимся к рис. 3.35, на котором показано распределение потенциала между электродами, соответствующее режиму возврата; потенциальный рельеф здесь дан в упрощенном виде, без учета пространственного заряда и в предположении, что потенциал в плоскости сетки равен действующему. На пути от катода до сетки электрон набирает кинетическую энергию. равную eU_a , между сеткой и анодом он тормозится и, чтобы дойти до анода, должен затратить энергию $e(U_a$ — — U_a). Так как при положительных анодных напряжениях еU_а всегда больше, чем $e(U_{\partial} - U_{a})$,

то электрон, если он двигается к аноду по нормали, всегда должен до него долететь. Кривая токораспределения в этом случае представляла бы собой горизонтальную линию (см. рис. 3.33).

Иначе обстоит дело, если траектория электрона при прохождении через сетку искривляется. Апроксимируем ее, как в § 3.8.4, ломаной линией. Будем считать, что траектория до сетки от величины отношения U_a/U_c не зависит и предположим, что угол ее излома в плоскости сетки равен β (рис. 3.36). Если вектор скорости электрона непосредственно за плоскостью сетки разложить на тангенциальную и нормальную составляющие, то последняя будет

$$v_{\rm ch} = v_{\rm c} \cos \theta, \qquad (3.150)$$

где $v_{\rm c}$ — скорость электрона в плоскости сетки.

Тогда кинетическая энергия $W_{\rm s}$, с которой он движется в направлении, нормальном к аноду, и которая может быть израсходована на преодоление тормозящего действия поля между сеткой и анодом, будет равна

$$W_{\rm H} = \frac{m \sigma_{\rm CH}^2}{2} = \frac{m \sigma_{\rm C}^2}{2} \cos^2 \beta. \tag{3.151}$$

Как видно из (3.150) и (3.151), $v_{cu} \in W_n$ тем меньше, чем больше β . При больших β энергия W_n может стать меньше энергии $e(U_{\partial} - U_n)$, необходимой, чтобы электрон долетел до анода. Угол отклонения, при котором величина W_n еще

при котором всятина w_n сще достаточна для достижения анода, называется к рит и ческим ($\beta_{\rm kp}$). Электроны, укоторых $\beta < \beta_{\rm sp}$, долетают до анода, а те, у которых $\beta > \beta_{\rm kp}$, не дойдя до него, поворачивают обратно. $\beta_{\rm kp}$ определяется из условия, что W_n при $\beta = \beta_{\rm kp}$ должно равняться $e(U_{\partial} - U_n)$:

$$\mathcal{V}_{\mathfrak{u}}(\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{\beta}_{\kappa p}) = e\left(\boldsymbol{U}_{\boldsymbol{\partial}} - \boldsymbol{U}_{\boldsymbol{a}}\right)$$

или согласно (3.151)

$$\frac{mv_{\rm c}^{*}}{2}\cos^{2}\beta_{\rm кр} = e\left(U_{\partial} - U_{\rm a}\right).$$
(3.152)
Учитывая, что

 $\frac{m v_c^2}{2} = e U_{\partial}$



ределения в режиме возврата: пространство, занимаемое потоком электронов, составляющих анодный ток

получаем

И

$$\sin\beta_{\rm sp} = \sqrt[]{\frac{U_a}{U_a}},\tag{3.153}$$

Произведем оценку угла $\beta_{\kappa p}$. Рассматривая каждую секцию сетки как цилиндрическую линзу, найдем наибольший возможный угол отклонения электрона β_m . В предположении, что проволока навивки сетки бесконечно тонка, такой угол отклонения получается у электрона, проходящего через центр витка. Тогда из $\triangle COF$ (см. рис. 3.36)

 $\cos^2\beta_{\kappa_0} = 1 - \sin^2\beta_{\kappa_0}$

$$tg\beta_m = \frac{\frac{1}{2}p}{l}.$$
 (3.154)

В режиме возврата, где $U_a \ll U_{\partial}$, в (3.137) можно пренебречь величиной $U_a \frac{d_{ck}}{d_{ak}}$, тем более, что и $\frac{d_{ck}}{d_{ak}} < 1$. Тогда f становится величиной, не зависящей от напряжений

$$f = \frac{2d_{\rm ac} d_{\rm cit}}{d_{\rm au}},\tag{3.155}$$

а (3.154) принимает вид

$$\operatorname{tg} \beta_m = \frac{p \, d_{\mu\kappa}}{4 d_{\alpha c} \, d_{c\kappa}}.$$
(3.156)

Как f, так и tg β_m зависят, таким образом только от геометрии лампы. У большинства конструкций ламп tg $\beta_m < 0,4$, что соответствует $\beta_m < 23^\circ$. В среднем β_m составляет около 15°, а $\beta_{\kappa p}$ практически всегда меньше β_m . Поэтому для $\beta_{\kappa p}$, как для малого угла, с ошибкой, не превышающей 5%, можно считать, что

$$\sin\beta_{\kappa p} \approx \operatorname{tg}\beta_{\kappa p} \approx \beta_{\kappa p}. \tag{3.157}$$

Отсюда (3.153) можно записать в виде

$$\beta_{\kappa\rho} = \sqrt{\frac{U_a}{U_o}}.$$
(3.158)

Для нахождения зависимости $q = q\left(\frac{U_a}{U_c}\right)$ обозначим через у расстояние от середины между витками до точки, в которой электрон, отклоняемый на угол $\beta_{\rm kp}$, пересекает плоскость сетки. Тогда все электроны, проходящие через сетку в пределах отрезка $2y_{\rm kp}$, будут попадать на анод и составлять анодный ток. Электроны, соответствующие катодному току в пределах одной секции сетки, летят с участка катода шириной ρ (см. рис. 3.36). Тогда

$$q = \frac{2y_{\mathrm{KP}}}{p}.$$
 (3.159)

Из $\triangle BOF$ следует

 $y_{\rm KP} = f \, {\rm tg} \, \beta_{\rm KP},$

или, используя (3.155), (3.157) и (3.158),

$$y_{\rm sp} = \frac{2d_{\rm ac} \, d_{\rm cti}}{d_{\rm att}} \, \sqrt{\frac{U_{\rm a}}{U_{\rm d}}} \,. \tag{3.160}$$

Подставив это выражение в (3.159), получаем

$$q = \frac{4d_{ac} d_{ck}}{\rho d_{ak}} \sqrt[]{\frac{U_a}{U_\partial}}.$$
 (3.161)

Дробь перед корнем зависит только от размеров системы электродов и называется к о э ф ф и ц и е н т о м в о з в р а т а

$$C_{\rm p} = \frac{4d_{\rm ac}\,d_{\rm cK}}{pd_{\rm aK}}\,.\tag{3.162}$$

С использованием этого обозначения (3.161) принимает вид

$$q = C_{\rm B} \sqrt{\frac{U_{\rm a}}{U_{\rm d}}}.$$
 (3.163)

Сравнивая (3.162) с (3.156), видим, что

$$C_{\rm B} = \frac{1}{\lg \beta_m}.\tag{3.164}$$

Теперь определим значение U_a/U_b , соответствующее переходу из режима возврата в режим перехвата $[(U_a/U_b)_{rp}]$. Как следует из (3.160), y_{up} увеличивается с ростом U_a . Возврат электронов прекратится, когда $2y_{up}$ станет равным просвету между витками p - 2c. Пренебрегая величиной 2c по сравнению с p, можно в первом приближении считать, что переход происходит, когда $2y_{up} = p$. Это согласно (3.160) соответствует условию

$$\left(\frac{U_{a}}{U_{\partial}}\right)_{\rm rp} = \left(\frac{pd_{\rm arc}}{4d_{\rm ac}d_{\rm ck}}\right)^{2}.$$

которое при использовании (3.162) можно записать в виде

$$\left(\frac{U_{a}}{U_{\partial}}\right)_{\rm rp} = \frac{1}{C_{\rm p}^{2}}$$

Если учесть, что в режиме возврата $DU_a \ll U_c$, то можно считать, что $U_a \approx U_c$. Тогда ориентировочно

$$\left(\frac{U_{\rm a}}{U_{\rm c}}\right)_{\rm rp} \approx \frac{1}{C_{\rm a}^2}.$$
 (3.165)

 Это уравнение, принимая во внимание (3.164), можно представить также в виде

$$\left(\frac{U_a}{U_c}\right)_{\rm rp} = {\rm tg}^2 \beta_m.$$

Этим соотношением $\begin{pmatrix} U_a \\ U_c \end{pmatrix}_{rp}$ непосредственно связывается с β_m . Соответственно приведенным значениям β_m величина $\begin{pmatrix} U_a \\ U_c \end{pmatrix}_{rp}$ в большинстве случаев лежит в пределах 0,1—0,2.

На рис. 3.37 приведена зависимость $q = f\left(\frac{U_n}{U_c}\right)$ для трех систем электродов, отличающихся только значениями 2*c* и *p*. Эти значения выбраны так, чтобы во всех

трех случаях коэффициент заполнения сетки $a = \frac{2c}{p}$ был одинаковым. Из рисунка видно, что кривая поднимается тем круче и тем самым область возврата становится тем уже, чем мельче структура сетки. Это объясняется тем, что при более мелкой структуре сетки электрическое поле в ее плоскости более равномерное.

Изложенная теория хорошо подтверждается экспериментально при условии, что соблюдаются сделанные в начале предпосылки. Этого можно добиться,





если измерения производить при малых плотностях TOKOB. низкой температуре катода и малых напряжениях на электродах. В условиях, в которых реально работают лампы, эти предпосылки обычно не выполняются и поэтому наблюдаются значительные отклонения от полученных зависимостей. Дальнейшее уточнение теории за счет лучшего учета действительной формы электрического поля между сеткой и катодом в большинстве случаев не имеет практического смысла, так как эта поправка несущественна по сравнению с отклонениями, вызываемыми другими неучтенными явлениями. Если при, очень малых dev необходим учет пространственного заряда перед катодом, то в (3.161) нужно подставлять соответствующее значение U_{a} , Учет начальных скоростей электронов приводит к появлению «хвоста» у кривых токораспределения в области малых отрицательных значений U /Uc. Роль минимума потенциала между сеткой и анодом и влияние вторично-электронной эмиссии будут рассмотрены дальше.

3.8.6. Токораспределение в режиме перехвата

Режим перехвата, в отличие от режима возврата, имеет место вочень широком диапазоне значений $\frac{U_a}{U_c}$, от $\frac{U_a}{U_c} = \left(\frac{U_a}{U_c}\right)_{rp}$ т. е. от значений, меньших единицы, до $\frac{U_a}{U_c} \rightarrow \infty$. Так как токораспределение в конечном итоге определяется формой траекторий электронов, рассмотрим сначала, каким образом в этих пределах значений U_а изменяются электрическое поле между электродами и электроннооптические свойства сетки. Как уже указывалось, изгиб траектории электрона в плоскости сетки и соответственно ее фокусирующее действие зависят от отношения потенциала сетки U_c к среднему потенциалу окружающего ее пространства, который в первом приближении можно приравнять действующему потенциалу в плоскости сетки U_a. $rac{U_{\mathbf{c}}}{m}=1$ сетка не искажает электрическое поле лампы и тра-При $\overline{U_{\theta}}$ ектории всех электронов — прямые (рис. 3.38,6). В пределах одной секции сетки сеточный ток тогда составляют электроны, уходящие с участка катода, равного проекции витка сетки на его поверхность. При обычных витых сетках или сетках в виде параллельных стержней это будет полоса шириной 2с. Катодный ток в тех же условиях составляют электроны с полосы шириной р. Отсюда отношение I.//... при $U_c = U_a$ (величины, относящиеся к этому случаю, снабжены индеском п)

$$\left(\frac{J_{\rm c}}{J_{\rm R}}\right)_{\rm fl} = \frac{2c}{p} \tag{3.166}$$

и соответствующее значение q

$$q_{\rm n} = 1 - \frac{2c}{p}$$
 (3.167)

Значение U_a/U_c , при котором U_a становится равным U_c , можно найти из (3.68) делением на U_c :

$$\left(\frac{U_a}{U_c}\right)_{\pi} = \left(\frac{1}{\sigma} - 1\right) \frac{1}{D}.$$
(3.168)

При $\frac{U_c}{U_{\partial}} < 1$ витки сетки отгалкивают пролетающие мимо электроны (рис. 3.38,*a*); число электронов, перехватываемых сеткой, уменьшается и *q* становится больше q_n . Каждая секция сетки при этом действует как собирательная линза. При $\frac{U_c}{U_{\partial}} > 1$ витки сетки притягивают электроны (рис. 3.38,*a*), $q < q_n$, а сеточные линзы — рассеивающие.



Рис. 3.38. Траектории электронов в триоде при токораспределении в режиме перехвата и различных значениях U_c/U_d

Исходя из таких представлений можно в принципе рассчитать токи сетки и анода в режиме перехвата, если известны траектории электронов. Однако практически это наталкивается на большие трудности, так как уравнение поля между электродами, необходимое для нахождения уравнений траекторий, в точном виде очень сложно. По этой причине, а также в связи с тем, что на токораспределение влияет ряд дополнительных факторов, трудно поддающихся расчету, на сегодняшний день не выведено формул, дающих во всех случаях хорошее совпадение с экспериментом. Все известные формулы получены в результате приближенных решений. Одни из них лучше соответствуют действительности, когда сеточные линзы рассеивающие, другие когда собирательные. Ниже выводится формула, дающая приемлемую для практики точность во всей области режима перехвата. Идея вывода ее состоит в следующем. При $U_c = U_d$ отношение I_c/I_R определялось уравнением (3.166), т. е. отношением геометрического диаметра витка

к шагу. При $U_c/U_{\partial} >1$ отношение $\frac{I_c}{I_R} > \frac{2c}{p}$, при $\frac{U_c}{U_{\partial}} < 1$, наоборот, $\frac{I_c}{I_R} < \frac{2c}{p}$. Если теперь в (3.166) геометрический радиус витка *с* заме-

нить некоторым эффективным электрическим радиусом $c_{3\phi}$, в пределах которого электроны попадали бы на виток сетки и который в зависимости от значения U_c/U_d был бы больше, равен или меньше c, то формулой вида (3.166) можно воспользоваться для расчета $\frac{I_c}{I_a}$ во всем диапазоне напряжений, в котором I_c определяется перехватом электронов, Исходя из этого в общем случае полагаем

$$\frac{I_{\rm c}}{I_{\rm w}} = \frac{2c_{\rm sp}}{p},\tag{3.169}$$

где

$$c_{\mathrm{s}\phi} = f(U_{\mathrm{c}}/U_{\partial}). \tag{3.170}$$

Основное содержание вывода заключается в нахождении зависимости (3.170). Эту задачу удобно решать в два этапа, различие между которыми состоит в степени точности, с которой учитывается электрическое поле лампы. Рассмотрим условия при $\frac{U_c}{U_{\partial}} > 1$. При таком соотношении потенциалов электрическое поле в пространстве между электродами в первом приближении можно разбить на следующие две области (рис. 3.39):



Рис. 3.39. Апроксимания траектории «крайнего» электрона, попадающего в режиме перехвата на виток сетки при $U_c > U_d$: *a* – 1-е приближение: *б* – 2-е приближение: *1* – область равномерного поля: *II* – область центрального поля

1. Область, примыкающую к катоду с одной стороны и к аноду с другой и простирающуюся с обеих сторон до плоскости сетки. Здесь поле считается плоским и равномерным. Область охватывает дальнюю зону и внешнюю часть ближней зоны поля сетки. Потенциал в плоскости сетки принимается равным действующему.

2. Область в непосредственном окружении витка сетки, где поле цилиндрическое. Ее радиус мал по сравнению с шагом сетки. Она со-

ответствует примыкающей к витку части ближней зоны сетки. На границе ее с первой областью потенциал принимается равным действующему.

В первой области траектории электронов прямолинейны и перпендикулярны плоскости электродов, во второй — электроны отклоняются к витку под действием центральной силы. Электроны, попадающие на плоскость сетки вне пределов второй области, по прямолинейным траекториям доходят до анода. Если теперь радиус второй области выбрать таким, чтобы «крайний» электрон, т. е. электрон, подходящий к границе второй зоны по касательной, как раз еще тангенциально достигал витка сетки (траектория 0-1-2, рис. 3.39, *a*), то это, очевидно, и будет эффективный радиус сетки $c_{вф}$. По законам механики при движении тела в поле центральной силы момент количества движения остается постоянным

$$mvr = \text{const},$$
 (3.171)

где *т*—масса тела; *v*—скорость тела; *г*—расстояние от центра. Применяя этот закон к точкам 1 и 2 траектории электрона, соответствующим границе областей и поверхности витка, получаем

$$m v_1 c_{ab} = m v_2 c_1$$
 (3.172)

где

$$v_1 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}},$$
$$v_2 = \sqrt{\frac{2eU_c}{m}}.$$

Отсюда при подстановке этих выражений в (3,171)

$$-c_{\mathrm{p}\phi} = c \sqrt{\frac{U_{\mathrm{c}}}{U_{\partial}}}, \qquad (3.173)$$

и согласно (3.169)

$$\frac{I_{\rm c}}{I_{\rm x}} = \frac{2c}{p} \sqrt[7]{\frac{U_{\rm c}}{U_{\rm d}}}.$$
(3.174)

Соответственно

$$q = 1 - \frac{2c}{p} \sqrt{\frac{U_{\rm c}}{U_{\rm d}}}.$$
 (3.175)

В действительности траектория «крайнего» электрона более плавная, чем она принята в первом приближении. Она уже несколько искривлена до точки вхождения электрона в чисто цилиндрическое поле. Второе приближение заключается в учете этого предварительного отклонения. Для этого принимают, что диаметр области чисто цилиндрического поля несколько больше, чем в первом приближении, так что «крайний» электрон входит в это поле не в плоскости сетки, а в точке с координатами x_0 и y_0 (рис. 3.39, 6). Далее предполагают, что электрон в этой точке имеет не только продольную составляющую скорости $v_{x0} = \sqrt{\frac{2e}{m}} U_{\partial}$, но и некоторую поперечную v_{y0} . Величина v_{y0} определяется как поперечная составляющая скорости, которую имел бы в этой точке идуший с катода электрон при движении в электрическом поле вида (3.5). Предполагается также, что электрон приобретает поперечную составляющую скорости в тонком переходном слое между областями равномерного и цилиндрического полей. Расстояние точки x_0 , y_0 от продольной плоскости через ось витка, очевидно, соответствует величине $c_{\partial \Phi}$. С поправкой на уточнение траектории (3.173) и (3.175). принимают вид [Л.3.7]:

$$c_{a\phi} = c \sqrt{\frac{U_{c}}{U_{\partial}}} \left[1 - \frac{1}{2\ln \frac{p}{2\pi c}} \left(1 - \frac{U_{c}}{U_{\partial}} \right) \right]; \qquad (3.176)$$

$$q = 1 - \frac{2c}{p} \bigvee \frac{\overline{U_{c}}}{U_{\vartheta}} \left[1 - \frac{1}{2\ln \frac{p}{2\pi c}} \left(1 - \frac{U_{c}}{U_{\vartheta}} \right) \right], \quad (3.177)$$

На основании (3.175) или (3.177) можно найти зависимость $q = f\left(\frac{U_a}{U_c}\right)$, подставив для U_{∂} выражение (3.68). Если ограничиться первым приближением, то она выразится как

$$q = 1 - \frac{2c}{p} / \frac{1}{\sigma \left(1 + D \frac{U_a}{U_c}\right)}.$$
 (3.178)

Ход этой зависимости показан на рис. 3.40. Для того, чтобы придать кривой более общий характер, по оси абсцисс отложена не величина $\frac{U_a}{U_c}$, а пропорциональная ей величина $D\frac{U_a}{U_c}$, где D — прямая проницаемость сетки.

Определим некоторые характерные точки кривой $q = f(\frac{U_a}{U_c})$.





1. Начало характеристики. Из условия q = 0 получаем абсинссу начальной точки

$$\left(\frac{U_a}{U_c}\right)_0 = \left[\left(\frac{2c}{p}\right)^3 \frac{1}{a} - 1\right] \frac{1}{D},$$
(3.179)

Так как в реальных конструкциях $(2c/p)^2/\sigma < 1$, то начало лежит при $U_a/U_a < 0$.

2. Точка пересечения с осью ординат. Из условия $U_{\rm g}/U_{\rm c} = 0$ получаем для этой точки

$$q = 1 - \frac{2\mathbf{c}}{p} \sqrt{\frac{1}{q}}, \qquad (3.180)$$

что для большинства конструкций составляет 0,8-0,9.

3. При
$$U_c = U_d$$
:

$$q = 1 - \frac{2c}{p}$$
. (3.181)

4. При
$$\frac{U_a}{U_c} \to \infty$$
, $q \to 1$.

Кривая, таким образом, имеет крутой подъем в области отрицательных значений U_a/U_c , а при $\frac{U_B}{U_c} > 0$ идет очень полого, приближаясь с ростом $\frac{U_a}{U_c}$ асимптотически к единице.

На этом же рисунке показана кривая для q в режиме возврата. Реальным условиям работы ламп соответствуют участки кривых, изображенные сплошными линиями. Общая кривая токораспределения сначала идет круто вверх по кривой для режима возврата, а после пересечения обеих кривых переходит на пологую кривую для режима перехвата. Однако в действительности в точке перехода из одного режима в другой нет такого резкого перелома, как это получается на рисунке. Это объясняется частично тем, что при значениях U /Uc, соответствующих режиму возврата, сеточный ток получается не только за счет электронов, возвращающихся на сетку из пространства сетка анод, но и электронов, перехватываемых ею при их движении от катода к аноду. С ростом U /U и приближением к режиму перехвата доля сеточного тока за счет перехвата электронов постепенно возрастает и кривая токораспределения плавно переходит от одной закономерности к другой. На переход влияет и ряд других явлений, не учтенных в теории: пространственный заряд между сеткой и анодом, начальные скорости электронов и т. д.

Участок кривой для режима перехвата до пересечения ее с кривой для возврата (пунктирный участок кривой на рис. 3.40) не определяет непосредственно токораспределение в лампе. Его ординаты соответствуют количеству электронов, которое в режиме возврата проходит через плоскость сетки в направлении от катода к аноду (см. рис. 3.34, ток *I*).

3.8.7. Динатронный эффект

Закономерности токораспределения, выведенные ранее, определяют распределение на положительные электроды потока электронов, эмиттированных с катода. В реальных условиях эти первичные элект-



Рис. 3.41. Принципиальный ход зависимости коэффициента вторичной эмиссии металлов от энергии первичных электронов роны при достаточно больших значениях U_c и U_s выбивают из сетки и анода вторичные электроны, которые в зависимости от величины U_{c} и U_{a} переходят от анода к сетке или, наоборот, от сетки к аноду и этим создают дополнительные составляющие анодного и сеточного TOKOB. Изменение тока в цепях электродов за счет вторичной эмиссии с электродов называют Динатронным эффектом.

Основной величиной, характеризующей вторичную эмиссию, является коэффициент вторичной эмиссии σ, представляющий собой отношение числа

вторичных электронов к числу выбивших из первичных. Величина о зависит от энергии первичных электронов $E_{\rm m}$ (рис, 3.41). При малых значениях $E_{\rm m}$ (<10—20 эВ) о имеет малое значение и кривая $\sigma = f(E_{\rm m})$ идет полого. Затем наступает крутой подъем, при некотором значении энергии первичных электронов $E_{\rm mm}$ коэффициент о достигает максимума ($\sigma_{\rm m}$) и дальше с ростом $E_{\rm m}$ медленно уменьшается. Для большинства металлов $\sigma_{\rm m}$ лежит в пределах 0,5—1,8, а $E_{\rm mm}$ — в пределах 200—800 эВ, а для полупроводников $\sigma_{\rm m}$ —в пределах 1—1,5. $E_{\rm mm}$ — в пределах 300—800 эВ. Распределение вторичных электронов по энергиям показано на рис. 3.42: кривая имеет широкий и высокий пик, вершина которого приходится на энергии порядка 1—4 эВ, и острый узкий пик, меньший по амплитуде, при энергии, приблизительно

равной энергии первичных электронов. Первый соответствует истинным вторичным электронам, составляющим основную массу вторичных электронов, второй — упруго отраженным первичным.

Так как о зависит от абсолютной величины энергии первичных электронов, то токораспределение при наличии вторичной эмиссии больше не будет однозначной





функцией от отношения U_s/U_c. Поэтому для изучения влияэффекта динатронного на токораспределение ния рассмотрим зависимость q только от U_a, полагая при этом U_c постоянным (рис. 3.43). Начнем с малых U_a . При положительных U_a и U_a вторичные электроны выбиваются как из сетки, так и из анода. Но vйти от своего эмиттера и перейти на другой электрод могут электроны лишь с того электрода, у которого потенциал ниже. Поэтому пока $U_{*} <$ < U_c, вторичные электроны переходят только с анода на сетку, за счет чего Г, уменьшается, а Іс увеличивается по сравнению с токораспределением при отсутствии вторичной эмиссии. При U, < 20 В различне между кривыми токораспределения при отсутствии и наличии вторичной эмиссии незначительно, так как о мало. Начиная от U = 15-20 В, что совпадает с началом крутого подъема функции $\ddot{\sigma}$ = $= f(E_n)$, расхождение между кривыми за счет роста о быстро увеличивается и кривая для q при наличии вторичной эмиссии начинает падать. Когда значение U, приближается к значению Uc, «отсос» полем сетки вторичных электронов от анода становится все слабее и при U₂ = U_c совсем прекращается. Кривая, пройдя минимум, резко поднимается вверх и приблизительно при $U_a = U_c$ пересекает кривую токораспределения при отсутствии вторичной эмиссии. Точное расположение точки пересечения зависит от величины пространственного заряда между сеткой и анодом. При $U_a > U_c$ кривая идет выше кривой токораспределения без вторичной эмиссии за счет вторичных электронов, переходящих с сетки на анод. Превышение это незначительно, так как число вторичных электронов с сетки не велико. Это объясняется тем, что число вторичных электронов пропорционально числу первичных, а на сетку при $U_n > U_c$ попадает значительно меньше первичных электронов, чем на анод.



Рис. 3.43. Токораспределение в трноде при наличии динатронного эффекта: — токораспределение при отсутствии динатронного эффекта



Так как о с ростом E_n увеличивается, то провал на кривой $q = f(U_a)$ в области $U_a < U_c$ будет тем глубже, чем больше U_c . Когда о равно 1, кривая спускается до оси абсцисс и $I_a = 0$, а когда о становится больше 1, I_a меняет свой знак. На рис. 3.44 показаны кривые

 $q = f(U_p/U_c)$ при различных значениях U_c , полагая, что во всех случаях $eU_c < E_{nm}$

Сопоставление кривой, искаженной динатронным эффектом, с кривой токораспределения при отсутствии вторичной эмиссии (рис. 3.44) дает возможность на участке до минимума грубо оценить величину \circ . Ординаты кривой при отсутствии вторичной эмиссии очевидно пропорциональны числу первичных электронов, а разница ординат обеих кривых при одвом и том же значении U_a/U_c — количеству вторичных электронов, переходящих с анода на сетку. Отношение этих величин ориентировочно равно σ . На поднимающемся участке динатронной кривой при приближении к абсциссе $\frac{U_a}{U_c} = 1$ такой оценки производить нельзя, так как поле сетки здесь больше не обеспечивает полного «отсоса» вторичных электронов с анода.

Динатронный эффект — явление нежелательное, так как за счет него на характеристиках появляются падающие участки, делающие работу ламп неустойчивой.

3.8.8. Влияние на токораспределение объемного заряда в пространстве между сеткой и анодом

Как уже указывалось, кривая распределения потенциала в лампе при определенных условиях имеет минимум между сеткой и анодом. Появление этого минимума обусловлено пространственным зарядом, создаваемым здесь летящими с катода электронами. Его возникновению способствует и вторичная эмиссия с электродов, в первую очередь с анода. При наличии минимума в формулах для токораспределения, исходя из физики процесса, должны фигурировать вместо U_a потенциал минимума U_m , а вместо d_{ac} — расстояние минимума от плоскости сетки x_m . Наличие минимума слабо сказывается в режиме перехвата, в режиме возврата, однако, оно приводит к уменьшению анодного тока и сдвигу точки перехода из режима возврата в режим перехвата в сторону больших U_a/U_c . При определенных условиях значение этого отношения в точке перехода может доходить до нескольких единиц. Вопрос о глубине минимума и его положении будет рассмотрен в следующем параграфе.

§ 3.9. ПРОХОЖДЕНИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ПОТОКА Электронов через пространство Сетка—анод

3.9.1. Физические процессы при прохождении через междуэлектродное пространство параллельного потока предварительно ускоренных электронов

До сих пор всегда предполагалось (за исключением 3.4.4), что электрическое поле между сеткой и анодом равномерное. Это достаточно близко к действительности при отрицательных U_c, ко гда плотность электронного потока между сеткой и анодом невелика и поэтому объемным зарядом здесь можно пренебречь. При положительных U_c, однако, это недопустимо, так как в связи с возросшей плотностью электронного потока объемный заряд уже существенно влияет на потенциал пространства.

Рассмотрим распределение потенциала между сеткой и анодом плоского триода при положительном сеточном напряжении $U_{\rm d}$, положительном анодном напряжении $U_{\rm a}$ и соответствующем им действующем напряжении в плоскости сетки $U_{\rm d}$. Обозначим величиной *I* ток, соответствующий потоку электронов, влетающих со стороны катода через просветы сетки в пространство сетка — анод. Для упрощения задачи сделаем следующие предпосылки:

 электроны, входящие через сетку в пространство сетка — анод, все имеют одинаковые энергии, равные eU_a;

2) траектории всех электронов прямолинейны, параллельны друг другу и перпендикулярны плоскостям электродов;

3) отсутствуют вторичные электроны.

Так как с величиной «входящего» тока I изменяется объемный заряд между сеткой и анодом, то в каждом случае получается другое распределение потенциала. На рис. 3.45 приведены кривые распределения потенциала при различных значениях I и одинаковых значениях как U_c , так и U_a в случае, если $U_c > U_a$.

1. При I = 0 распределение потенциала линейное, так как в пространстве сетка — анод отсутствуют свободные заряды (кривая I).

2. При появлении тока І начинается за счет возникновения объемно-

го заряда провисание кривой распределения потенциала. Это приводит по сравнению с линейным распределением к уменьшению градиента у поверхности анода и его росту у поверхности сетки (кривая 2).

3. При достижении током *I* определенной величины градиент поля у поверхности анода становится равным нулю (кривая *3*).

4. При еще большем значении / градиент поля у поверхности анода меняет знак, появляется минимум потенциала. С ростом / минимум углубляется и удаляется от анода (кривая 4).

5. При достижении некоторого критического значения / потенци-



Рис. 3.45. Распределение потенциала между сеткой и анодом при различных значениях свходящего» тока

ал в минимуме скачкообразно спускается до нуля (кривая 5). Место, где U = 0 и $\frac{dU}{dx} = 0$, называется виртуальным катодом (кривая 5, плоскость в. к.). Здесь скорости прилетающих со стороны сетки электронов становятся равными нулю. Под действием U_c или U_a они затем вновь ускоряются в ту или другую сторону и уходят частично на сетку, частично на анод. Виртуальный катод обладает, таким образом, теми же свойствами, что и обычный накаленный катод, испускающий электроны в противоположные стороны и работающий в условиях ограничения тока пространственным зарядом. С ростом тока *I* виртуальный катод удаляется от анода (кривая 6).

До возникновения виртуального катода все электроны, пролетающие сетку, долетают до анода и «входящий» ток идентичен с анодным $(I = I_a)$. При наличии виртуального катода та часть электронов, которая ускоряется в сторону анода, составляет анодный ток I_a , а та, которая в месте минимума поворачивает обратно в сторону сетки, — сеточный ток I_{cn} (см. рис. 3.49)

 $I = I_{cB} + I_{a}$. (3.182)

3.9.2. Распределение потенциала между сеткой и анодом при отсутствии виртуального катода

Как во всяком электрическом поле с пространственным зарядом, исходным уравнением для определения распределения потенциала и здесь служит уравнение Пауссона. В случае одномерного поля (плоская система электродов) оно имеет вид

$$\frac{d^2 U_x}{dx^2} = -\frac{p_x}{\varepsilon_0}, \qquad (3.183)$$

постоянная.

тоянные

(рис. 3.46):

злесь

странственного заряда в плоскости x; с₀ — электрическая

Решение этого уравнения находится тем же путем, что и при выводе закона степени 3/2 для диода (см. § 2.2); только граничные условия.

которыми определяются пос-

другие,

 $x = 0; U_x = U_{a};$

плоскость сетки:

2) поверхность анода: $x = d_{ac}; U_x = U_a;$

плоскость минимума:

a) $x = x_m, U_x = U_m;$

интегрирования,

именно

a

где x — текущая координата расстояния от плоскости сетки; U_x — потенциал в плоскости на расстоянии x от сетки; ρ_x — плотность про-



Рис. 3.46. К расчету распределения потенциала между сеткой и анодом при отсутствии виртуального катода

6) $x = x_m, dU_x/dx = 0.$ В результате интегрирования получаем из (3.183) так же, как в § 2.2 [см. (2.4, 6)],

$$\left(\frac{-dU_x}{dx}\right)^3 = 4 \sqrt[7]{\frac{m}{2a}} \frac{j}{s_0} U_x^{1/2} + C_1, \qquad (3.184)$$

где ј — плотность «входящего» тока; С1 — постоянная интегрирования, которую находим из граничных условий 3,а и 3,6:

$$C_1 = -4 \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{j}{\varepsilon_0} U_m^{1/2},$$

ſ

что при подстановке в (3.184) и извлечении квадратного корня дает

$$\frac{dU_x}{dx} = 2\left(\frac{m}{2e}\right)^{1/a} \left(\frac{j}{\epsilon_0}\right)^{1/a} \left(\sqrt{U_x} - \sqrt{U_m}\right)^{1/a}.$$
 (3.185)

Для повторного интегрирования разделим переменные и воспользуемся подстановкой

$$\varphi = \sqrt{U_x} - \sqrt{U_m}.$$

Тогда (3.185) принимает вид

$$\frac{\varphi + \sqrt{U_m}}{\varphi^{1/\epsilon}} d\varphi = \left(\frac{m}{2\epsilon}\right)^{1/\epsilon} \left(\frac{1}{\epsilon_0}\right)^{1/\epsilon} dx,$$

откуда после интегрирования и возвращения к исходной переменной

$$\frac{2}{3}\left(\sqrt{U_x} + 2\sqrt{U_m}\right)\left(\sqrt{U_x} - \sqrt{U_m}\right)^{1/2} = \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\epsilon_0}\right)^{1/2} x + C_2. \quad (3.186)$$

Из граничного условия З,а

$$C_2 = -\left(\frac{m}{2\varepsilon}\right)^{1/4} \left(\frac{j}{\varepsilon_0}\right)^{1/4} x_m.$$

В результате подстановки C₂ в (3.186), возведения уравнения в квадрат, использования (2.7) и введения вместо *ј* полного тока *I* получаем в качестве решения уравнения Пауссона

$$(x - x_m)^2 = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F}{l} \left(\sqrt{U_x} + 2 \sqrt{U_m} \right)^2 \left(\sqrt{U_x} - \sqrt{U_m} \right), \quad (3.187)$$

где F — поверхность анода.

Для придания решению более удобной формы надо:

1) раскрыть скобки в правой части уравнения;

2) умножить и разделить правую часть уравнения на $U_d^{\eta_*}$;

3) разделить обе части уравнения на d^{a}_{ac} , где d_{ac} — расстояние между анодом и сеткой;

4) ввести вспомогательную величину

$$I_0 = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F}{d_{ac}^2} U_0^{3/2} [A], \qquad (3.188)$$

которую можно рассматривать как ток в некотором диоде, у которого поверхность анода равна F, расстояние между анодом и катодом \neg d_{ac} и анодное напряжение $-U_{a}$. Тогда (3.187) принимает вид

$$\left(\frac{x-x_m}{d_{\rm ac}}\right)^2 = \frac{I_0}{I} \left[\left(\frac{U_x}{U_\partial}\right)^{3/4} + 3\frac{U_x}{U_\partial} \left(\frac{U_m}{U_\partial}\right)^{3/4} - 4\left(\frac{U_m}{U_\partial}\right)^{3/4} \right].$$
 (3.189)

Отсюда для плоскости сетки (x = 0, $U_x = U_d$) после извлечения квадратного корня

$$\frac{x_m}{d_{\rm ac}} = \left(\frac{I_0}{I}\right)^{1/z} \left[1 + 3\left(\frac{U_m}{U_\partial}\right)^{1/z} - 4\left(\frac{U_m}{U_\partial}\right)^{3/z}\right]^{1/z}.$$
 (3.190)

Аналогично для поверхности анода $(x = d_{ac}, U_x = U_a)$. $1 - \frac{x_m}{d_{ac}} = \left(\frac{I_0}{I}\right)^{1/s} \left[\left(\frac{U_a}{U_\partial}\right)^{s/s} + 3\frac{U_a}{U_\partial} \left(\frac{U_m}{U_\partial}\right)^{1/s} - 4\left(\frac{U_m}{U_\partial}\right)^{s/s} \right]^{1/s}$. (3.191)

1001 /0 1011

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)^{3/s} = \left[1 + 3\left(\frac{U_m}{U_0}\right)^{1/s} - 4\left(\frac{U_m}{U_0}\right)^{3/s}\right]^{1/s} + \left[\left(\frac{U_a}{U_0}\right)^{3/s} + 3\frac{U_a}{U_0}\left(\frac{U_m}{U_0}\right)^{1/s} - 4\left(\frac{U_m}{U_0}\right)^{3/s}\right]^{1/s}.$$
(3.192)

На основании этого уравнения можно построить графики $\frac{O_m}{U}$ =



 $= f(I/I_0)$ при U_a/U_a в качестве параметра и затем на основании (3.190) — $\frac{x_m}{d_{ac}} = f(1/l_0)$ при U_a/U_d в качестве пара-метра (рис. 3.47). Кривая $\frac{U_m}{U_0} = f(I/I_0)$ при $U_a/U_0 =$ Ua = const представляет собой замкнутую линию, имеющую точки с горизонтальной и с вертикальной касательными. Но не на всем протяжении эта кривая соответствует реальным условиям в лампе, Для каждого значения U₂/U₂ область значений // In при которых между анодом и сеткой существует минимум потенциала, отличный от нуля, ограничена со стороны малых значений // I, когда вообще нет минимума (граничная кривая А), и со стороны

больших значений *I*/I₀, когда возникает виртуальный катод (граничная кривая *B*).

Уравнение кривой A определяется из условия, что в граничном случае минимум находится на поверхности анода, т. е. что $x_m = d_{ac}$ и $U_m = U_a$. Подставляя эти значения в (3.190) получаем для кривой A

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_A = 1 + 3\left(\frac{U_a}{U_0}\right)^{1/s} - 4\left(\frac{U_a}{U_0}\right)^{s/s}.$$
(3.193)

Переход к виртуальному катоду происходит в точке, в которой кривая $\frac{U_m}{U_{\partial}} = f\left(\frac{I}{I_0}\right)$ имеет вертикальную касательную. Этой точке соответствует максимальное значение I/I_0 , возможное по уравнению Пуассона при данных граничных условиях и данном отношении U_g/U_{∂} . Если путем уменьшения I_0 увеличивать отношение токов I/I_0 сверх этого значения, то условия становятся неустойчивыми, потенциал в минимуме скачком падает до нуля, возникает виртуальный катод и часть электронов начинает двигаться обратно к сетке. Это верхнее граничное значение I/I_0 определяется из условия вертикальности касательной

$$\frac{d(I/I_0)}{d(U_m/U_0)} = 0.$$

Дифференцируя (3,192) по U_m/U_d , получаем для граничной кривой B

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\mathcal{B}} = \left[1 + \left(\frac{U_a}{U_\partial}\right)^{I_s}\right]^s.$$
 (3.194)

Графиком рис. 3.47 можно воспользоваться для определения U_m и x_m и при $U_a/U_a > 1$. Для этого нужно только поменять местами U_a и U_c , вместо x_m ввести $d_{ac} - x_m$ и под I_0 понимать величину

$$I_0 = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F}{d_{ac}^2} U_a^{3/2} [A].$$
(3.195)

Правомерность такой замены объясняется тем, что величина пространственного заряда совершенно не зависит от того, в каком направлении движутся создающие его электроны.

На основании приведенной теории и диаграммы рис. 3.47 можно указать, какие факторы способствуют углублению минимума потенциала и возникновению виртуального катода. При прочих равных условиях глубина минимума становится тем больше, т. е. U_m тем меньше:



Рис. 3.48. Распределение потепциала между сеткой и анодом при различных расстояциях сетка — анод

а) чем больше входящий ток I (см. рис. 3.45);

б) чем меньше U_a.

Суменьшением \hat{U}_a почти пропорционально уменьшается отношение U_a/U_{∂} , так как U_{∂} при положительных U_c , особенно когда $U_a/U_{\partial} < 1$, мало зависит от U_a . По этой же причине и I_0 мало изменяется с U_a . Тогда в диаграмме рис. 3.47 точка, характеризующая глубину минимума, при изменении U_a и неизменности величин U_c , I и d_{ac} будет перемещаться по вертикальной линии, соответствующей заданному значению I/I_0 . Как следует из рисунка, с уменьшением U_a уменьшается и U_m , т. е. минимум становится глубже;

в) чем больше d_{ac} (рис. 3.48).

Согласно (3.188) с ростом d_{ac} уменьшается I_0 и растет при заданном значении I отношение I/I_0 . С увеличением d_{ac} в диаграмме рис. 3.47 точка минимума при неизменных U_a , U_c и I будет передвигаться вправо вниз по кривой $U_a/U_a = \text{const.}$

3.9.3. Распределение потенциала между сеткой и анодом при наличии виртуального катода

Как уже указывалось, «входящий» ток / при наличии виртуального катода разделяется на прямой / и обратный /св. Так как потенциал



Рис. 3.49. Движение электронов (a) п распределение потенциала (б) между сеткой и анодом при наличии виртуального катода (стрелки в а) указывают направление движения электронов) в плоскости виртуального катода равен нулю, то промежутки между ним и анодом с одной стороны, и сеткой — с другой, можно рассматривать как диоды, токи в которых определяются законом степени 3/2. В соответствии с этим можно написать для I_a (рис. 3.49)

$$I_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{P}{(d_{ac} - x_m)^3} U_a^{3/3}$$
 [A].
(3.196)

Для I_{cB} уравнение более сложное, так как объемный заряд между минимумом и сеткой создается не только потоком электронов, идущих обратно к сетке, т. е. током I_{cB} , но и электронами, движущимися в прямом направлении, т. е. током I (объемный заряд в какойлибо точке пространства определяется общим числом находящихся здесь электронов независимо от

направления их движения). Тогда для промежутка виртуальный катод — сетка

$$I + I_{cB} = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{F}{x_m^2} U_{\partial}^{3/*} [A], \qquad (3.197)$$

или с учетом (3.182)

$$2I - I_a = 2.33 \cdot 10^{-a} \frac{F}{x_m^2} U_{\partial}^{s/s} [A].$$
 (3.198)

Делением на (3.188) уравнения (3.196) и (3.198) приводятся к безразмерному виду:

$$\frac{I_a}{I_0} = \frac{1}{(1 - x_m/d_{ac})^a} \left(\frac{U_a}{U_{\partial}}\right)^{t/a},$$
(3.199)

$$\frac{2l}{l_0} - \frac{l_0}{l_0} = \left(\frac{d_{ac}}{x_m}\right)^2.$$
 (3.200)

Путем совместного решения этих уравнений можно построить зависимости

$$\frac{I_{a}}{I_{0}} = f\left(\frac{I}{I_{0}}\right) \text{ при } \frac{U_{a}}{U_{a}} \text{ в качестве параметра,}$$
(3.201)
 $x_{\pi} = c(I) \qquad U_{a}$

$$\frac{x_m}{d_{ac}} = f\left(\frac{I}{I_0}\right)$$
 при $\frac{U_a}{U_d}$ в качестве параметра. (3.202)

На рис. 3.50 показаны такие кривые для $U_a/U_a = 0.5$ и 1. Они состоят из двух ветвей, причем нижние ветви кривых I.//I. соответствуют нижним ветвям кривых x_m/d_{ac} , верхние верхним. На верхних ветвях /, с ростом / растет, на нижнихуменьшается. Падающий xaрактер этих ветвей связан с тем, что с ростом I уменьшается x_m и за счет этого увеличивается расстояние от виртуального катода ло анола..

Участки верхних ветвей функций (3.201), на которых $I_a/I_0 > I/I_0$, очевидно физически нереальны, так как I_a не может быть больше, чем I. Выше наклонной прямой $I_a/I_0 =$ $= I/I_0$ виртуальный катод, следовательно, существовать не может. Значение I/I_0 в точке пересечения кривых (3.201) с прямой $I_a/I_0 = I/I_0$ можно найти совместным решением (3.199) и (3.200), полагая $I_0 = I$. Если значения



Рис. 3.50. Зависимости $I_a/I_0 = f_i(I/I_0)$ (a) и $x_m/d_{ac} = f_i(I/I_0)$ (b) при наличии виртуального катода

 I_a/I_0 в этой точке обозначить индексом *C*, то получаем для зависимости $\left(\frac{I_a}{I_0}\right)_c = f\left(\frac{U_a}{U_0}\right)$

 $\left(\frac{I}{I_0}\right)_C = \left[1 + \left(\frac{U_a}{U_b}\right)^{3/4}\right]^a.$ (3.203)

Эта зависимость на рис. 3.47 представлена кривой С.

Кроме этого ограничения имеется еще другое ограничение для возможности существования виртуального катода. Кривые (3.201) и (3.202) в точках D (см. рис. 3.50) имеют экстремум, который при $U_a/U_o > 1$ лежит выше прямой $I_a/I_0 = I/I_0$, при $U_a/U_o < 1$ —ниже нее, а при $U_a/U_o = 1$ —на ней. Значение I/I_0 в точке D обозначим индексом D. При $I/I_0 < (\frac{I}{I_0})_D$ виртуальный катод сушествовать не может, так как для таких значений I/I_0 отсутствует решение уравне-ний (3.199) и (3.200). Значение (I/I_0)_D можно получить из условия, что в точке D касательная к кривой (3.201) должна быть вертикальной

$$\frac{d\left(I/I_{0}\right)}{d\left(I_{a}/I_{0}\right)} = 0.$$

На основании этого условия из (3.199) и (3.200) для зависимости $(I/I_0)_D = f(U_a/U_a)$ находим

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_D = \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{U_a}{U_\partial}\right)^{V_a} \right]^{a}.$$
(3.204)

Эта зависимость представлена на рис. 3.47 кривой D. Она идет левее кривой C и пересекается с ней на кривой для $U_a/U_a = 1$, т. е. при $I/I_0 = 4$. Ее абсписсы составляют половину абсписс кривой B при том же значении U_a/U_a .

Если отбросить предпосылку, что начальные скорости электронов при выходе из катода лампы равны нулю, и считать, что за счет своих начальных скоростей энергии электронов при прохождении плоскости сетки в среднем несколько больше eU_{∂} , то потенциал в плоскости виртуального катода будет слегка отрицательным в соответствии с глубиной минимума потенциала перед истинным катодом лампы.

3.9.4. Характеристики прохождения параллельного потока электронов через пространство сетка—анод

Под характеристиками токопрохождения через пространство сетка анод будем понимать представленные в безразмерном виде зависимости анодного тока I_a:

а) от «входящего» тока I

$$\frac{I_a}{I_0} = f\left(\frac{I}{I_0}\right) \operatorname{npu} \frac{U_a}{U_{\partial}} = \operatorname{const}, \qquad (3.205)$$

б) от напряжений электродов U, и U, или U,

$$\frac{I_{\rm a}}{I_{\rm 0}} = f\left(\frac{U_{\rm a}}{U_{\rm 0}}\right) \, \text{при} \, \frac{I}{I_{\rm 0}} = \text{const.} \tag{3.206}$$

При построении этих зависимостей на основании вышеизложенной теории нужно иметь в виду, что траектории всех электронов в ней предполагались прямолинейными и энергии их в плоскости сетки — одинаковыми и равными eU_{∂} . В таком случае каждый электрон, проходящий плоскость сетки, несмотря на наличие минимума, долетает до анода, если только отсутствует виртуальный катод. Это означает, что при $U_m > 0$ токи I_a и I идентичны; только при наличии виртуального катода $I_a < I$.

Зависимость
$$\frac{I_a}{I_0} = f\left(\frac{I}{I_0}\right) npu \ U_a/U_0 = \text{const. Ход кривых зави-$$

сит от значения U_a/U_{∂} . Рассмотрим его сначала для $U_a/U_{\partial} = 1$. Начнем с малого значения I/I_0 и будем двигаться в сторону его увеличения. Для облегчения построения кривой будем одновременно следить за тем, как в диаграмме $U_m/U_{\partial} = f(I/I_0)$ (см. рис. 3.47) при этом передвигается точка, показывающая глубину минимума потенциала между сеткой и анодом. На рис. 3.51, а приведены взятые с рис. 3.47 кривые $U_m/U_{\partial} = f(I/I_0)$ для $U_a/U_{\partial} = 1$ и граничные кривые A, B, C и D, на рис. 3.51, 6 — система координат для построения зависимости $I_a/I_0 = f(I/I_0)$. Здесь же дана перенесенная с рис. 3.50, a кривая

 $I_{0}/I_{0} = f(I/I_{0}),$ характеризующая токопрохождение при наличии виртуального катода (кривая b'c). Как видно из рис. $U_a/U_a = 1$ при 3.51,*a*, между сеткой и анодом имеется минимум, начиная с самых малых значений I/I_0 . Пока при увеличении *I*/*I*⁰ точка, соответствующая режиму работы лампы, находится выше кривой В (участок 1, рис. 3.51, a), нет виртуального катода и $I_a/I_0 = I/I_0$, т. е. зависимость $I_a/I_0 = f(I/I_0)$ линейная (участок 1, рис. 3.51, б). При достижении кривой $B(I/I_0 = 8,$ точка b) возникает виртуальный катод и анодный ток скачком падает до значения, определяемого кривой токопрохождения при виртуальном катоде (точка b', рис. 3.51, а и б). При дальнейшем увеличении 1/1₀ отношение І // изменя-



Рис. 3.51 Характеристика $I_a/I_0 = \int (I/I_0)$ (6) и ее след в диаграмме $U_m/U_0 = \int (I/I_0)$ (а) при $U_a/U_0 = 1$

ется плавно согласно этой кривой (участок 2 кривых). При обратном изменении 1/10 (участок 3 кривых) виртуальный катод не исчезает при том же значении 1/1, при котором он возник (он исчезает при меньшем 1/10). При обратном изменении он способен устойчиво существовать до тех пор, пока ИЛо не достигнет одного из граничных значений (1/10)с или (1/10)р. При достижении значения $(I/I_n)_C$ он должен исчезнуть, так как дальше I_n становится больше /, что физически невозможно, а при достижении значения $(I/I_{\rm p})_D$ — потому, что при меньших $III_{\rm p}$ отсутствует реальное решение уравнений (3.196) и (3.198). Исчезает ли виртуальный катод при $I/I_0 = (I/I_0)_C$ или при $I/I_0 = (I/I_0)_D$, определяется тем, в какой из этих точек при уменьшении I/I_0 кривая $I_p/I_0 = f(I/I_0)$ подойдет в первую очередь. Если первым достигается значение (1/1₀)_{с,} то виртуальный катод исчезает без скачка анодного тока, так как точка 1/10= $= (I/I_0)_C$ лежит на прямой $I/I_0 = I_0/I_0$, в противном случае — со скачком. Без скачка переход имеет место при $U_a/U_a > 1$, со скачком при $U_a/U_a < 1$. При $U_a/U_a = 1$ нет скачка, так как в этом случае значения (I/I₀)_С и (I/I₀)_D совпадают: они равны четырем. При $U_{a}/U_{a} > 1$ виртуальный катод соответственно исчезает, когда $I/I_{a} > 1$





ранно истоласт, когда $III_0 > 4$; при $U_a/U_0 < 1$, — когда $I/I_0 < 4$. На рис. 3.52 приведена зависимость $I_a/I_0 = f(I/I_0)$ для случая $U_a/U_0 < < 1$; на ней имеются скачки при изменении I/I_0 как в сторону увеличения (точки b-b'), так и уменьшения (точки (точки d-d').

Зависимость $I_{a}/I_{0} = f(U_{a}/U_{o})$ при $I/I_{0} =$ const. Рассмотрим ход этой зависимости при изменении U_{a} . Для упрощения предположим, что сетка густая и поэтому U_{o} , I_{0} и I от U_{a} не зависят. Как будет показано далее, характер зависимости несколько меняется с вели-

чиной параметра I/I_0 . Начнем со значения $I/I_0 = 4$. Это значение выбрано первым потому, что им у рассмотренных ранее характеристик определялась граница между условиями, при которых получаются один или два скачка анодного тока. Для построения характеристики $I_a/I_0 = f(U_a/U_d)$ воспользуемся опять днаграммой $U_m/U_d = f(I/I_0)$. След характеристики в ней — вертикальная линия, поскольку $I/I_0 =$ =const. На рис. 3.53,*a* показана эта днаграмма с вертикальной линией при $I/I_0 = 4$. При $U_a = 0$ потенциал минимума U_m , очевидно, тоже равен нулю. При увеличении U_a он остается равным нулю, т. е. имеется виртуальный катод, пока не будет достигнута кривая C (участок 1 вертикальной линии). При пересечении ее (точка *c*) виртуальный кагод исчезает и I_a становится равным I. Точка пересечения вертикали с кривой C лежит на кривой $U_m/U_{\partial} = f(I/I_0)$ для $U_a/U_{\partial} = 1$. Так как через эту точку проходит и кривая D, то исчезновение виртуального катода не сопровождается скачком анодного тока. Теперь рассмотрим зависимости $I_a/I_0 = f(U_a/U_{\partial})$ (рис. 3.53,6). До $U_a/U_{\partial} = 1$ эта зависимость определяется уравнением (3.199). Это кривая, подобная закону степени 3/2 (участок *ac*), только несколько менее крутая, так как согласно рис. 3.47,6 x_m на реальных ветвях кривых с ростом U_a/U_{∂} уменьшается. При $\frac{U_a}{U_{\partial}} > 1$ потенциал в минимуме больше нуля, $I_a =$ = I, следовательно, I_a от U_a не зависит и характеристика— горизонтальная прямая (участок 2 кривой). При обратном ходе I_a/I_0 остается



Рис. 3.53. Характеристика $\int_{a}/I_{0} = f_{1}(U_{a}/U_{\partial})$ при $I/I_{0} = 4$ (б) и ее след в диаграмме $U_{m}/U_{\partial} = f_{1}(I/I_{0})$ (а) постоянным и равным единице до достижения в диаграмме для U_m/U_∂ кривой В (точка b). Здесь виртуальный катод исчезает и ток скачком спускается до точки b' на кривой ас (рис. 3.53,6).

При $I/I_0 > 4$ ход характеристики похож на характеристику при $I/I_0 = 4$. При $I/I_0 < 4$ получается скачок тока также и при увеличении U /U (рис. 3.54), так как теперь виртуальный катод исчезает при достижении кривой D, а не C, и разница между этими кривыми перекрывается скачком (ср. рис. 3.51,а). Это связано с тем, что кривая на рис. 3.54 выше точки d имеет падающий характер, т. е. что условия неустойчивые.



Рис. 3.54. Характеристика $I_a/I_0 = \int_0^1 (U_a/U_\partial)$ при $I/I_0 = 2.5$

Общая особенность всех рассмотренных характеристик — наличи «гистерезисных» петель. Такие петли на рабочих участках характерис тих недопустимы, так как приводят к неустойчивой работе аппаратури и искажениям при усилении. Это необходимо учитывать при разработ ке ламп.

Приведенная теория исходила из ряда предпосылок, которые 1 реальных условиях в значительной мере не выполняются. Поэтому по лученные зависимости имеют в некоторой степени качественный харак тер. Все дополнительные факторы, не учтенные в данной теории, при водят к сглаживанию кривых и уменьшению петель.

§ 3.10. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРИОДА ПРИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ СЕТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ

Ход статических характеристик при наличии двух положительных электродов, сетки и анода, согласно выражениям (3.144) — (3.147) определяется наложением закономерностей токораспределения на закон изменения катодного тока.

3.10.1. Сеточные и акодно-сеточные характеристики

Принципиальный ход этих характеристик совместно с катодносеточной характеристикой показан на рис. 3.55, а.

Катодно-сеточная характеристика начинается при отрицательных значениях U_c и затем идет вверх по закону степени 3/2. Загиб, пока-



Рис. 3.55. Зависимость токов триода от сеточного напряжения: а — катодно-сеточные, сеточные в анодно-сеточные характеристики; 6 — семейство аводно-сеточных характеристик триода типа ГУ-30А ванный при больших положительных значениях U_c, появляется при переходе лампы в режим насыщения.

Сеточные характеристики состоят из двух участков, пологого при малых значениях U_c , когда токораспределение определяется перехватом электронов, и последующего более крутого, соответствующего режиму возврата. Граница между обоими участками лежит при значениях U_c , при которых $\frac{U_a}{U_c} \approx \left(\frac{U_a}{U_c}\right)_{rp}$ (см. рис. 3.33). В первом приближении, если не учитывать начальных скоростей электронов, можно считать, что сеточные характеристики идут из начала системы координат.

Иногда необходимо точно знать положение начала сеточных характеристик и их ход в области малых значений тока. При выяснении этого вопроса, очевидно, уже нельзя обойтись без учета начальных скоростей электронов. За счет начальных скоростей сеточные характеристики, аналогично характеристикам диода, начинаются при отрицательных значениях сеточного напряжения. Выведенное ранее выражение для расчета тока сетки в режиме перехвата (3.169) здесь использовать нельзя, так как оно относится к положительным значениям U₀, т. е. к случаю, когда электроны налетают на сетку в условиях ускоряющего поля, а при $U_{\rm c} < 0$ это происходит при тормозящем поле. Количество электронов, доходящих при отрицательных U_n до поверхности витков сетки, определяется величиной их начальных скоростей, причем не только их нормальными составляющими, но и тангенциальными [Л.3.12]. Последнее связано с тем, что при потенциалах, близких к нулю, электроны оттягиваются к аноду практически уже со всей поверхности катода и попадание их на сетку возможно лишь за счет ухода их в сторону из проходящего мимо витков общего электронного потока. Учет всех этих особенностей приводит при $U_{c} < 0$ к следующему выражению для I_c, похожему на выражение для начальной области характеристики диода

$$I_{\rm c} = m \, I_{\rm s} \, \mathrm{e}^{\frac{U_{\rm c}}{U_{\rm T}}} \, ,$$

где $U_{\rm c}'$ — алгебраическое значение сеточного напряжения, включая контактную разность потенциалов ($U'_{\rm o} = U_{\rm o} + \varphi_{\rm R} - \varphi_{\rm o}$); m— коэффициент, зависящий от геометрии системы электродов и от $U_{\rm a}$. Зависимость его от $U_{\rm c}$ слаба и ею практически можно пренебречь.

Согласно (3.207) начальная точка сеточной характеристики ($I_c = 0$) теоретически лежит при $U_c = -\infty$. Для того чтобы иметь возможность фиксировать начало заметного подъема характеристики, под ее началом условились понимать точку, в которой $I_c = 0.3$ мкА. Определим соответствующее этому току сеточное напряжение $U_{c \text{ пач}}$. Из (3.207) подстановкой для I_{g} выражения (2.27) и последующим логариф-мированием получаем

$$U_{c} = \frac{kT_{R}}{e} \left[\ln I_{c} - \ln (mFA) - 2 \ln T_{R} \right] + \varphi_{K}.$$
 (3.208)

171

(3.207)

Подставляя $I_c = 3 \cdot 10^{-7}$ А и $U'_c = U'_c$ _{нач} + $\varphi_{\kappa} - \varphi_c$, отсюда

$$U_{c \, \text{\tiny Hav}} = \varphi_{c} + \frac{kT_{\text{\tiny H}}}{e} \left[\ln \left(3 \cdot 10^{-7} \right) - \ln \left(mFA \right) - 2 \ln T_{\text{\tiny H}} \right]. \quad (3.209)$$

При заданном U_a начало заметного подъема характеристики, таким образом, зависит от работы выхода сетки, температуры катода и гео метрии системы электродов. Так, например, у ламп с катодами прямог накала за счет меньших размеров эмиттирующей поверхности (F — малое) и меньшей степени запыленности сетки (φ_0 — большое) на чальная точка в большинстве случаев лежит при более положитель ных значениях U_c , чем у ламп с катодом косвенного накала. С ростом U_a коэффициент m уменьшается и начало характеристик передвига ется в сторону более положительных напряжений.

В соответствии с сеточными характеристиками идут при положи тельных U_c и анодно-сеточные. При малых U_c , т. е. когда токораспре деление происходит за счет перехвата, они круто идут вверх. При этом их ход мало отличается от хода катодно-сеточных характеристик так как в режиме перехвата q слабо зависит от U_c . С переходом в ре жим возврата I_a начинает расти медленнее и может даже начать па дать. Если при больших U_c катодный ток переходит в насыщение также начинается спад.

По ряду причин, в том числе и в связи с опасностью перегрева сет ки, лампы практически не используются при значениях U_c, при кото рых уже наступает режим возврата. Семейства сеточных и анодно сеточных характеристик при значениях U_c, соответствующих режиму перехвата, показаны на рис. 3.55,6. Веерообразная форма семейств обусловлена зависимостью q от U_a.

3.10.2. Сеточно-анодные и анодные характеристики

Катодно-анодные характеристики, снятые для положительных U_{c} начинаются при отрицательных значениях U_{a} и идут вверх согласно закону степени 3/2 (рис. 3.56).

Сеточно-анодные характеристики в области отрицательных U_a совпадают с катодно-анодными, так как отсутствует анодный ток. С переходом в область положительных U_a начинается токораспределение и появляется анодный ток. Так как при малых значениях U_a распределение тока соответствует режиму возврата, то характеристика анодного тока из начала системы координат круто поднимается вверх, приближаясь к кривой катодного тока. За счет этого сеточный ток начинает падать, так что на сеточно-анодной характеристике около оси ординат получается максимум. При больших значениях U_a , когда устанавливается режим перехвата, сеточный ток медленно уменьшается, а характеристика анодного тока все больше приближается к характеристике катодного. Перегиб на анодных характеристиках, о котором

шла речь в 3.7.1, соответствует переходу из режима возврата в режим перехвата. У характеристик для больших значений U_c начальная часть,

г. е. область, где $U_a < U_c$, может быть искажена за счет динатронного эффекта. Так как лампы не используются в режимах, в которых проявляется динатронный эффект,





Рис. 3.56. Зависимость токов в триоде от U_a при $U_c > 0$



то на графиках анодных характеристик ламп, работающих при больших положительных U_c, начальная их часть обычно не изображается; характеристики приводятся, начиная лишь с линии спада анодного тока (рис. 3.57).

§ 3.11. ОБРАТНЫЙ ТОК СЕТКИ

У некоторых ламп в силу ряда побочных явлений, имеющих место за счет несовершенства их конструкции и недостатков их изготовления, в цепи управляющей сетки даже при больших отрицательных значениях сеточного напряжения протекает заметный ток. Этот ток течет от

сетки к катоду, т. е. в направлении, противоположном обычному электронному току, и в связи с этим называется о б р а т н ы м током сетки. Он состоит из ряда составляющих, основные из которых следующие.

1. Ионный ток I_{ci}. Он обусловлен тем, что в объеме лампы всегда имеется некоторое количество газа. Он пренебрежимо мал, когда лампа хорошо отка-





чана и газопоглотитель в состоянии поглощать газы, выде ляющиеся из электродов во время работы. Однако он может стати значительным, если давление остаточных газов при отпайке лампы вы сокое, электроды при ее изготовлении недостаточно хорошо обезга жены или она используется в режимах, в которых могут превышаться допустимые тепловые нагрузки электродов.

Ионный ток возникает следующим образом (рис. 3.58). Электроны, летящие с катода, сталкиваются на пути с молекулами газа, имеющимися в объеме. В пространстве между сеткой и анодом, где электроны уже имеют достаточно большую кинетическую энергию, эти столкновения приводят к нонизации газа. Появившиеся положительные ионы движутся в сторону мест с более низким потенциалом, т. е. в сторону катода. По пути часть из них перехватывается витками сетки, имеющей из всех электродов наиболее низкий потенциал, часть проходит между



циента[°] k в (3.210) от анодного напряжения витками и долетает до катода. Ионы, попадающие на сетку, и создают ионную составляющую обратного тока сетки.

Величина ионного тока прямо пропорциональна числу электронов, летящих с катода, т. е. анодному току I_a , и вероятности столкновения их с молекулами газа, которая в свою очередь пропорциональна давлению газа *р*. Отсюда

 $I_{ci} = k p I_{a},$ (3.210)

где k — коэффициент пропорциональности, зависящий от геометрии

системы электродов, поданных на электроды напряжений и состава газа в баллоне. Геометрией и отношением напряжений определяются, с одной стороны, длина пути электронов в междуэлектродном пространстве и отсюда при заданном давлении газа число их столкновений с нейтральными молекулами, с другой — распределение появляющих-ся ионов на сетку и катод. От величины анодного напряжения зависят энергии электронов и этим вероятность ионизации при соударениях. На рис. 3.59 приведена зависимость $k = f(U_a)$. Крутой спад кривой при малых U_a объясняется тем, что при малых скоростях электронов эффективные сечения ионизации резко уменьшаются. Состав газов слабо влияет на величину k, так как больщинство основных составляющих газовой атмосферы в лампах (CO, N_2, Ar, O_2) имеют близкие друг к другу эффективные сечения ионизации. Поэтому для определенного типа ламп при одном и том же режиме работы k можно считать величиной постоянной.

Расчет величины k рассматривается в теории ионизационных манометров, где k называется чувствительностью манометра. Точные формулы имеются только для идеальных плоской и цилиндрической систем электродов. Для реальных конфигураций ламп расчет сложен и дает сравнительно большую погрешность, поэтому значение k в большинстве случаев определяют опытным путем. У современных приемно-усилительных ламп в нормальных рабочих режимах обычно k < 0,5, у ламп, где междуэлектродные расстояния значительно больше, k может доходить до единицы.

Выражение (3.210) можно также записать как

$$\frac{I_{\rm cl}}{I_{\rm a}} = kp. \tag{3.211}$$

Отсюда следует, что отношение I_{ci}/I_a может служить мерой давления газов в лампе, так как k от давления не зависит. При известном k по отношению I_{ci}/I_a можно непосредственно вычислить p. Когда k неизвестно, то это отношение можно использовать для сравнения давления газов в различных экземплярах ламп одного и того же типа, если измерять токи в условиях, в которых k всегда одно и то же, т. е. в одном и том же электрическом режиме. Отношение I_{ci}/I_a принято называть в а к у у м ф а к то р о м или к о э ф ф и ц и е н то м г а зн о с т и л а м п ы. При определении предельного значения вакуумфактора, при котором лампу еще можно считать работоспособной, предполагают, что при соответствующем ему давлении длина свободного пробега электрона в лампе λ должна быть больше наибольщего

линейного размера баллона. Если, исходя из размеров мощных генераторных ламп, в пределе принять $\lambda = 500$ мм и учесть, что при атмосферном давлении (760 мм рт. ст.) длина свободного пробега электрона в воздухе порядка 10⁻⁵ мм, то давление, допустимое в лампе р = $= 760/500 \cdot 10^{-5} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ мм. рт. ст. Поэтому приемно-усилительные лампы. например, обычно считаются работоспособными, если в нормальном режиме вакуумфактор у них, в зависимости от типа, не более 10-4—10-5. Это означает. что при $I_a = 10$ мА ионный ток не должен превышать 0,1—1 мкА.



Рис. 3.60. Анодно-сеточная (а) и анодная (б) характеристики триода при отсутствии и наличии остаточных газов и соответствующие характеристики ноиного тока сетки (масштабы для I_a и I_{ci} различны):



Кроме ионов, попадающих на сетку, заметное влияние на работу ламп оказывают и ионы, идущие к катоду. При прохождении через отрицательный пространственный заряд перед катодом эти ионы его частично компенсируют, что приводит к соответствующему увеличению $I_{\rm s}$. На рис. 3.60 показаны анодно-сеточные и анодные характеристики одного и того же триода при хорошем и плохом вакууме. Для случая плохого вакуума там же изображены характеристики ионного тока. Кривые $I_a = f(U_c)$ и $I_{cl} = f(U_c)$ отличаются только масштабом, так как значение k при изменении U_c практически остается постоянным. Для зависимостей от U_a это, однако, не имеет места. При малых U_a ток I_{cl} за счет малых значений k практически равен нулю, а начиная с определенного значения U_a , он растет быстрее, чем I_a , так как с ростом U_a увеличивается не только I_a , но и k.

Согласно рис. 3.60 наличие газа приводит к росту анодного тока и увеличению крутизны характеристики. Однако воспользоваться этим обстоятельством для улучшения параметров ламп практически нельзя, частично потому, что давление газа во время эксплуатации лампы может самопроизвольно изменяться, что влечет за собой не контроли-



Рис. 3.61. Зависимость термотока сетки и его соста́вляющих от сеточного напряжения руемые изменения *I*_a и *I*_{ot} и приводит, таким образом, к неустойчивой работе лампы.

При наличии газа подобные явления имеют место и в многоэлектродных лампах.

2. Термоток сетки I_{ст}. В работающей лампе сетка под действием лучистой энергии, падающей на нее с других электродов, в первую очередь с ка-

тода, может нагреться до температуры, при которой появляется заметная термоэмиссия. Вероятность ее появления особенно велика в лампах с оксидным катодом, так как в них работа выхода сетки может быть очень малой за счет осаждения на ее поверхности, особенно с катодной стороны, продуктов испарения с катода.

Так как из всех электродов лампы управляющая сетка обычно имеет наиболее низкий потенциал, то эмиттируемые ею электроны летят к другим электродам. В триоде одна часть электронов с сетки летит на анод, другая — на катод. Ток, появляющийся в цепи сетки за счет термоэмиссии таким образом разделяется на две составляющие: замыкающуюся через анод $(I_{cт a})$ и замыкающуюся через катод $(I_{cт b})$:

$$I_{\rm cr} = I_{\rm cr\,s} + I_{\rm cr\,R} \tag{3.212}$$

Соотношение обеих составляющих зависит от значения напряжений на электродах и величины междуэлектродных расстояний.

На рис. 3.61 изображены зависимости составляющих термотока сетки от U_c . Они представляют собой кривые, близкие к характеристикам диодов с междуэлектродными расстояниями d_{ck} и d_{ac} . Анодная составляющая начинается в точке, где $U_c = U_a$, а в области отрицательных U_c обычно уже находится в режиме насыщения. Катодная составляющая идет из начала системы координат и в большинстве случаев достигает насыщения при отрицательных значениях U_c порядка единиц вольт. Поэтому суммарный термоток в области отрицательных сеточных напряжений практически постоянный, только около оси ординат он несколько меньше.

У ламп с заметным термотоком, за счет его анодной составляющей, анодный ток не становится равным нулю даже при очень больших отрицательных значениях U_c , т. е. их нельзя «запереть». Такие лампы для многих целей непригодны. Практически считается допустимым термоток сетки, удовлетворяющий в нормальном рабочем режиме лампы условию $I_{cr}/I_s \leq 10^{-5}$.

3. Токи проводимости по изоляции I_{с из}. За счет несовершенства междуэлектродной изоляции по цепям электродов ламп протекают

токи проводимости. Так как из всех электродов управляющая сетка обычно имеет наиболее отрицательный потенциал, то ток проводимости в ее цепи течет в направлении, противоположном электронному.

В современных конструкциях в качестве элементов междуэлектродной изоляции



Рис. 3.62. Зависимость токов проводимости от сеточного напряжения

используются слюдяные и керамические пластины, а также стеклянная или керамическая оболочка лампы. Величина токов проводимости зависит от температуры изоляторов и состояния их поверхности. Так, например, причиной появления токов проводимости могут быть осаждение на внутриламповых изоляторах продуктов испарення с катода или возникновение проводящей пленки на внешней поверхности баллона в результате адсорбции молекул воды из атмосферы.

Ток проводимости в цепи сетки Ісиз состоит из двух составляющих:

а) тока проводимости по изоляции между сеткой и анодом

$$I_{c\,u_{3\,a}} = \frac{U_{a} - U_{c}}{R_{u_{3\,a}}},$$
(3.213)

б) тока проводимости по изоляции между сеткой и катодом

$$I_{c_{H3K}} = \frac{U_{\kappa} - U_{c}}{R_{H3K}}, \qquad (3.214)$$

где $R_{из a}$ и $R_{из \kappa}$ — сопротивления изоляции между сеткой и анодом, и сеткой и катодом. Так как $R_{из a}$ и $R_{из \kappa}$ — обычно сопротивления омические, то зависимости токов проводимости от сеточного напряжения можно считать линейными (рис. 3.62). Прямая для $I_{c нз \kappa}$ проходит через начало системы координат, а для $I_{c нз a}$ — пересекает ось абсцисс в точке, где $U_c = U_a$. Иногда, однако, сопротивления изоляцки нелинейны, например, когда проводимость обусловлена электролизом стекла между вводами ножки, или проводящие пленки на изоляторах имеют полупроводниковый характер. Величина тока проводимости обычно сильно зависит от общей температуры лампы.

7-286

В технических условиях на лампы часто указываются наименьши допустимые значения сопротивлений изоляции сетки и анода по отнс шению ко всем остальным электродам, вместе взятым. У приемнс усилительных ламп они при холодном катоде обычно должны состав лять не менее 20 МОм.

4. Полный обратный ток сетки. Для получения полного обратного тока сетки I_{3-} к рассмотренным трем «обратным» составляющим нужно добавить прямой электронный ток за счет начальных скоростей элект ронов I_{co}

$$I_{c-} = I_{ci} + I_{cr} + I_{c \, ns} + I_{cg}, \qquad (3.215)$$

Зависимость I_{c-} от сеточного напряжения, получающаяся в результати сложения всех составляющих, показана на рис. 3.63. Ход суммарной кривой определяется соотношением составляющих при различных значениях U_c и может существенно отличаться от лампы к лампе. На участке, где в ее состав входит ионная составляющая, суммарная кривая в большинстве случаев имеет падающий характер. Резкий перегиб при малых U_c с последующим изменением полярности тока связан с появлением электронного тока, растущего согласно (3.207) с U_c экспоненциально.



Рис. 3.63. Характеристики сеточного тока и его составляющих при отрицательных сеточных напряжениях (I_a и I_c — в различных масштабах)

Потенциал, при котором кривая общего тока сетки пересекает ось абсцисс, называется потенциалом свободной сетки. При этом потенциале сетку можно отключить от внешней цепи, без того чтобы потенциал ее изменился. Это обусловлено тем, что число электронов, налетающих на сетку с катода, в этом случае равно числу уходящих за счет проводимости и термоэмиссии. так что ток во внешней цепи становится равным нулю. Потенциал свободной сетки обычно лежит в пределах -2 --0.5 B.

5. Сопротивление утечки сетки. Величины отдельных составляющих обратного тока сетки и соответственно его значение в целом могут

самопроизвольно изменяться во время использования лампы. Это зависит от состояния окружающей среды, например влажности или температуры, газовыделения из электродов и т. д. Одновременно с I₀ будет самопроизвольно колебаться и потенциал свободной сетки. Если сетка будет гальванически изолированной от остальных электродов лампы и на ней установится потенциал, равный потенциалу свободной сетки, то положение рабочей точки за счет колебаний потенциала сетки может быть во времени неустойчивым. Поэтому лампа всегда должна быть включена таким образом, чтобы сетка имела гальваническую связь с остальной частью схемы. Это относится и к другим металлическим деталям в лампе, на которые извне не подается напряжения, например к экранам. Такие детали в большинстве случаев внутри лампы соединяются с катодом.



Рас. 3.64. Схемы каскада усилителя с индуктивной (а) и реостатной (б) связью

В усилителях с индуктивной связью сетка обычно имеет гальваническую связь с катодом через катушку индуктивности (рис. 3.64, *a*). Иначе обстоит дело в реостатных усилителях переменного тока (рис. 3.64, *б*). Для того чтобы передать с сопротивления нагрузки R_a предыдущего каскада на управляющую сетку лампы последующего только переменную составляющую возникающего на R_a падения напряжения, между R_a и сеткой ставится разделительный конденсатор (емкость C_o). В результате этого сетка оказывается гальванически изолированной от остальной схемы. Для того чтобы избежать этого, между сеткой и катодом параллельно лампе включается высокоомное сопротивление, называемое с о п р о т и в л е н и е м у т е ч к и с е т к и (R_o , рис. 3.64, *б*). Выбор величины R_o существенно влияет на качество работы усилителя и определяется следующими двумя соображениями.

1. Цепь, состоящая из разделительной емкости C_0 и сопротивления R_0 , представляет собой шунт к сопротивлению нагрузки R_a и действует для снимаемого с него переменного сигнала как делитель напряжения; на сетку попадает только та часть напряжения сигнала, которая надает на R_c . Для того чтобы напряжение, подаваемое на сетку, было как можно большим, нужно, чтобы R_0 тоже было возможно большим, так, чтобы $R_0 \gg 1/\omega C_c$.

2. Обратный ток сетки, проходя по R_c , создает на нем падение напряжения, обращенное плюсом к сетке. За счет этого, в зависимости от величины I_{c-} , перемещается рабочая точка лампы. Для получения возможно меньшего смещения нужно, чтобы R_6 тоже было возможно меньшим.

Оба эти требования противоречат друг другу. Поэтому прибегают к компромиссному решению: R₀ делают настолько большим, насколь-

7≉

ко это возможно, исходя из того, чтобы падение напряжения на нем не превышало 0,1 В. Отсюда

 $R_{\rm c max} = \frac{0.1}{I_{\rm c-}} [\rm OM]. \tag{3.216}$

В лампах с чисто металлическими в с карбидированными катодами I_{c-} в нормальных рабочих условиях обычно порядка десятых или сотых долей микроампера, в лампах с оксидным катодом, за счет повышенного значения термотока, — обычно на порядок больше (единицы микроампер). Соответственно этому в первом случае R_o выбирают порядка единиц МОм, во втором — порядка сотен кОм. Его оптимальное значение часто указывается в паспорте лампы.



Рис. 3.65. К выяснению влияния обратного тока сетки на нелицейные искажения

6. Роль обратного тока сетки при работе ламп. Работа радиотехнических схем резко ухудшается, если в них используются лампы со значительным обратным током сетки. Отрицательная роль этого тока выражается в следующем.

1. Обратный ток, проходя по сопротивлению утечки R_c , создает на нем падение напряжения, постоянная составляющая которого является частью общего напряжения смещения сетки (рис. 3.65,*a*). Так как некоторые составляющие I_c , в первую очередь ионная, могут самопроизвольно изменяться при эксплуатации лампы, ее рабочая точка не будет строго фиксирована во времени, что приводит к нестабильности работы схемы.

2. За счет обратного тока сетки при усилении увеличиваются нелинейные искажения. Для пояснения этого вопроса рассмотрим сеточную цепь триода, содержащую источник усиливаемого сигнала с напряжением u_{cnr} и последовательно с ним активное сопротивление R_c (рис. 3.65, a). Найдем разность потенциалов между сеткой и катодом U_{cr} соответствующую некоторому заданному значению u_{cnr} . Рас-
сматривая данную цепь как анодную цепь диода, решаем эту задачу графически по методике, изложенной в § 2.10. Повторяем построение для нескольких мгновенных значений u_{cur} , взятых через одинаковые приращения напряжения. Из получающейся диаграммы (рис. 3.65,6) видно, что за счет нелинейности характеристики обратного тока одинаковым приращениям u_{cur} соответствуют неодинаковые приращения U_c и отсюда и I_a . Особенно сильны искажения, когда u_{cur} заходит в область появления электронной составляющей обратного тока сетки.

Физические процессы в лампе, приводящие к появлению обратного тока сетки, вредны не только тем, что за счет обратного тока ухудшают работу схемы, но и тем, что снижают работоспособность и надежность самой лампы. Важнейшие причины этого следующие.

1. Наличие остатков газов ведет к постепенному снижению эмиссии катода в результате ионной бомбардировки и отравления.

2. Термоэлектроны, эмиттируемые сеткой, летят к аноду не только, когда имеется анодный ток, но и при сеточных напряжениях, при которых лампа «заперта». В результате анод нагревается, даже когда лампа по существу не работает. Это может стать существенным при работе лампы в импульсном режиме. Если длительность паузы велика по сравнению с длительностью самого импульса, тепловая энергия, сообщаемая аноду термоэлектронами в течение паузы, может стать сравнимой с тепловой энергией, выделяющейся на нем во время импульса, и анод может перегреться.

§ 3.12. СТАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРИОДА

3.12.1. Типы статических параметров ламп с сетками

С увеличением числа электродов растет количество взаимных зависимостей между токами и напряжениями разных электродов и соответственно число возможных статических параметров. Различают три группы параметров.

1. Параметры типа крутизны характеристики

Они представляют собой отношение изменения тока в цепи какого-либо одного электрода к изменению потенциала какого-либо другого при постоянстве потенциалов всех остальных электродов. Отличительная особенность этого типа параметров заключается в том, что они связывают изменения токов и напряжений, относящихся к различным электродам.

Параметры типа крутизны характеристики обозначаются S. Чтобы при этом отметить, к изменениям какого тока и потенциала данное S относится, к обозначению добавляется два индекса, из которых первый характеризует ток, второй — потенциал. Так, например, крутизна характеристики тока *m*-го электрода по напряжению *n*-го электрода записывается как

$$S_{mn} = \frac{\partial I_m}{\partial U_n}.$$
 (3.217)

Запись в частных производных включает условие, что потенциалы остальных электродов остаются постоянными. Если запись производится в полных дифференциалах, то условие постоянства остальных потенциалов необходимо отметить дополнительно

$$S_{mn} = \frac{dI_m}{dU_n} \bigg|_{U \text{ octantinity SJEKTEOIOB}} = \text{const.}$$
(3.217a)

Согласно (3.217) крутизна характеристики S_{mn} равна тангенсу угла наклона касательной к соответствующей статической характеристике $I_m = f(U_n)$. Параметры типа S имеют размерность проводимости и обычно указываются в миллиамперах на вольт.

В случаях, когда из возможных параметров типа S практически используется только один, как это имеет место у триодов, работающих при отрицательных U_{c} , индексы при S можно упустить.

Необходимо отметить, что понятие крутизны характеристики в диоде под данное здесь определение не подходит. В случае диода из-за отсутствия достаточного числа электродов под крутизной характеристики понимают отношение изменений тока и потенциала одного и того же электрода (анода).

II. Параметры типа внутреннего сопротивления

Они представляют собой отношение изменения тока в цепи какоголибо электрода к изменению потенциала того же электрода при постоянстве потенциалов всех остальных электродов. Параметры этого типа обозначаются R_i . Для них необходим только один индекс, так как обе определяющие их величины относятся к одному и тому же ' электроду. Так, например, внутреннее сопротивление лампы в цепи *m*-го электрода запишется как

$$R_{im} = \frac{\partial U_m}{\partial I_m}$$
(3.218)

или

$$\overline{R_{im}} = \frac{dU_m}{dI_m} \bigg|_{U \text{ остальных электродов} = \text{ const.}}$$
(3.218a)

Значение R_i равно величине, обратной тангенсу угла наклона касательной к статической характеристике $I_m = f(U_m)$, имеет размерность сопротивления и указывается в Ом, кОм или МОм.

В обозначении внутреннего сопротивления, относящегося к цепи анодного тока, дополнительный индекс «а» не ставится.

III. Параметры типа коэффициента усиления

Они представляют собой взятое с минусом отношение изменения потенциала какого-либо одного электрода, обычно более отдаленного от катода, к изменению потенциала какого-либо другого электрода, обычно расположенного ближе к катоду, при подборе этих изменений таким образом, чтобы ток в цепи одного из этих электродов или ка-

кого-либо третьего оставался постоянным. Эти параметры обозначаются µ; µ должно иметь три индекса, из которых первый обозначает более отдаленный от катода электрод, второй — более близкий, а третий — электрод, в цепи которого ток сохраняется постоянным. Если первый электрод обозначить *n*-м, второй — *m*-м, а третий *p*-м, то

 $\mu_{nmp} = -\frac{dU_n}{dU_m} \Big|_{I_p \ \text{II} \ U \ \text{остальных электродов} = \text{const.}}$ (3.219)

В обозначении коэффициентов усиления, относящихся к постоянству анодного тока, третий индекс «а» не ставится. Если при постоянстве I_a в коэффициенте усиления сопоставляются изменения потенциалов анода и сетки, управляющей анодным током, никакой индекс не ставится при условии, что в лампе имеется только одна управляющая сетка. Такое упрощенное обозначение вызвано тем, что этот вид коэффициента усиления практически наиболее важен и потому чаще всего используется.

Параметры этой группы показывают, насколько сильнее действует на соответствующий ток изменение потенциала более близкого к катоду электрода по сравнению с более отдаленным, или, иначе, сколько вольт изменения потенциала более отдаленного электрода эквивалентны в своем действии на ток изменению на 1 В потенциала более близкого электрода. Знак минус в определении обусловлен тем, что увеличение потенциала одного электрода для сохранения постоянства тока должно сопровождаться уменьшением потенциала другого. Параметры типа ц — величины безразмерные.

3.12.2. Статические параметры анодной

цепи лампы

Согласно данным ранее определениям в триоде имеется три параметра, связанных с анодным током лампы:

- 1) крутизна характеристики;
- 2) внутреннее сопротивление;
- 3) коэффициент усиления.

I. Крутизна характеристики

Она определяется как

$$S = \frac{\partial I_{a}}{\partial U_{c}} \tag{3.220}$$

или при записи в полных дифференциалах как

$$S = \frac{dI_{a}}{dU_{c}} \Big|_{U_{a} = \text{const}}.$$
 (3.220a)

Она представляет собой тангенс угла наклона касательной к анодно-сеточной характеристике лампы (рис. 3.66). У маломощных триодов она обычно лежит в пределах от единиц до десятков мА/В.

Крутизну можно рассчитать, зная размеры системы электродов и поданные на них напряжения. В случае необходимости учета влияния начальных скоростей электронов должна быть известна и температура катода. При отрицательных сеточных напряжениях, т. е. когда $I_s = I_{\rm R}$, расчетные формулы получаются довольно просты-



ми. Для вывода их (3.220) удобно записать в виде

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial U_o} \cdot \frac{\partial U_o}{\partial U_c}.$$
 (3.221)

Первая из производных представляет собой согласно (3.92) крутизну характеристики эквивалентного диода

$$S_s = \frac{\partial I_s}{\partial U_{\theta}},$$
 (3.222)

(3.22)

Рис. 3.66. К определению крутизны характеристики

вторая — дополнительный множитель, зависящий от того, учитывается ли влияние начальных скоростей электронов или нет.

Без учета начальных скоростей согласно (3.69) и (3.81)

$$\frac{\partial U_{\partial}}{\partial U_{c}} = \sigma = \frac{1}{1 + D + \frac{4}{3}D'}$$

откуда

$$S = S_{a}\sigma_{a}$$

Если S, согласно (2.73) выразить как

$$S_{\mathfrak{s}} = \frac{3}{2} \, G \, U_{\partial}^{1/\mathfrak{s}},$$

где $G = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F_{3}}{d_{cc}^{2}}$, то с учетом (3.68) для S получаем

$$S = \frac{3}{2} G \sigma^{3/s} (U_c + DU_a)^{3/s}.$$
 (3.224)

Отсюда, подобно выводу (2.75),

$$S = a I_{a}^{1/s}$$
, (3.225)

Однако в отличие от (2.74) постоянная крутизны а в данном случае равна

$$a = \frac{3}{2} G^{t/s} \sigma. \tag{3.226}$$

При учете начальных скоростей всходим для определения из (3.83) и в результате дифференцирования получаем

$$\frac{\partial U_{\partial}}{\partial U_{c}} = \frac{1}{1+D} \left(1 - \gamma \frac{\partial E_{c(\mathbf{x})r}}{\partial U_{\partial}} \cdot \frac{\partial U_{\partial}}{\partial U_{c}} \right).$$

Умножая числитель и знаменатель второго слагаемого в скобке на d_{ск} и используя (3.52), это уравнение можно записать в виде

$$\frac{\partial U_{\partial}}{\partial U_{c}} = \frac{1}{1+D} \left(1 - D' d_{csc} \frac{\partial E_{c(s)c}}{\partial U_{\partial}} \cdot \frac{\partial U_{\partial}}{\partial U_{c}} \right).$$

Выделяя $\partial U_{\partial}/\partial U_{c}$, находим

$$\frac{\partial U_{\partial}}{\partial U_{c}} = \frac{1}{1 + D + D' d_{ctt} \frac{\partial E_{c(k)r}}{\partial U_{\partial}}},$$
(3.227)



Рис. 3.67. Диаграмма для определения коэффициента у при расчете крутизны характеристики с учетом изчальных скоростей электронов

Вводя обозначение

$$\chi = d_{\rm cs} \frac{\partial E_{\rm c}(\kappa)_{\rm r}}{\partial U_0}, \qquad (3.228)$$

(3.227) можно представить в виде

$$\frac{\partial U_{\partial}}{\partial U_{c}} = \frac{1}{1 + D + \chi D'}.$$
(3.229)

Так как согласно 3.4.3 величина $E_{c(\kappa)r}$ с позиций дальней зоны поля равна напряженности поля у анода эквивалентного диода, то необходимую для определения χ величину $\frac{o E_{c(\kappa)r}}{\partial U_{o}}$ можно найти,

исходя из таблиц Ленгмюра $\eta = f(\xi)$. Результаты этих расчетов можно представить в безразмерном виде [Л.3.6]:

$$\chi = f\left(\frac{I_a}{I_{\infty}}, \frac{I_s}{I_{\infty}}\right). \tag{3.230}$$

На рис. 3.67 приведено семейство кривых $\chi = f(I_a/I_{\infty})$ при I_a/I_{∞} в качестве параметра.

Подставляя (3.229) и (3.222) в (3.221), получаем для крутизны характеристики с учетом начальных скоростей электронов

$$S = \frac{S_{\theta}}{1 + D + \chi D'} \,. \tag{3.231}$$

II. Внутреннее сопротивление лампы

Внутреннее сопротивление лампы определяется как

$$R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a} \tag{3.232}$$

или, при записи в полных дифференциалах.

$$R_{i} = \frac{dU_{a}}{dI_{a}} \Big|_{U_{c} = \text{const}}.$$
 (3.232a)

Значение R_i равно величине, обратной тангенсу угла наклона касательной к анодной характеристике лампы (рис. 3.68).

У маломощных триодов R, обычно лежит в пределах от единиц до десятков кОм.

III. Коэффициент усиления

Коэффициент усиления триода определяется как

 $\mu =$

$$-\frac{dU_{a}}{dU_{c}}\Big|_{I_{a}=\text{ const}}$$
(3.233)

и показывает, на сколько вольт должно измениться анодное напряжение, чтобы вызвать такое же изменение анодного тока, как изменение сеточного напряжения на 1 В. Значение и лежит у триодов обычно в пределах от нескольких единиц до ста пятидесяти.

Значение и может быть выражено через S и R₁. Для этого, исходя из общей функциональной зависимости анодного тока $I_a = f(U_c, U_a)$, напишем полный дифференциал анодного тока

$$dI_{a} = \frac{\partial I_{a}}{\partial U_{c}} dU_{c} + \frac{\partial I_{a}}{\partial U_{a}} dU_{a}.$$
(3.234)

внутреннего

In

Рис. 3.68. К определению

лампы

сопротивления

Частные производные в этом уравнении равны S и $1/R_1$

$$dI_{a} = SdU_{c} + \frac{1}{R_{i}} dU_{a}. \tag{3.235}$$

Исходя из этого уравнения S и R_i принято считать основными параметрами лампы. Предположим теперь, что $I_a = \text{const}$, или, что одно и то же, что $dI_a = 0$. Тогда

$$SdU_{\rm c}+\frac{1}{R_{\rm i}}\,dU_{\rm a}=0.$$

Отсюда

$$-\frac{dU_a}{dU_c} = SR_1$$

или согласно (3.233)

$$\mu = SR_i. \tag{3.236}$$

Это уравнение называется в н у т р е н н и м у р а в н е н и е м т р и о д а. Оно действительно без каких-либо ограничений, так как выведено из общей функциональной зависимости анодного тока. Для получения по (3.236) правильных численных значений μ величину S нужно подставлять в A/B, а R_i — в Ом. Из (3.236) следует, что нельзя считать одновременно все три величины μ , S и R_i независимыми друг от друга параметрами лампы. Если S и R_i принять за первичные параметры, то μ нужно рассматривать как величину производную.

Если из правой части (3.235) вынести R, и воспользоваться (3.236), то (3.235) можно привести к виду

$$dI_a = \frac{1}{R_I} \left(\mu dU_c + dU_a \right),$$

в котором наглядно проявляется физический смысл параметра μ , а именно, что μ показывает, во сколько раз сильнее действует изменение $U_{\rm o}$ на изменение $I_{\rm a}$, чем такое же изменение $U_{\rm a}$.

Величина μ так же, как S и R_i , в принципе изменяется с изменением напряжений электродов. В связи с этим определение μ в общем случае требует громоздких расчетов. Однако приводимые обычно формулы для расчета μ не содержат зависимости от режима работы лампы. Это обусловлено тем, что они действительны только в области отрицательных сеточных напряжений, где μ , как показано дальше, величина обратная проницаемости сетки D. Так как D зависит только от геометрических размеров системы электродов, то μ , таким образом, при $U_c < 0$ для каждой конструкции триода становится величиной постоянной.

Для того чтобы найти связь между μ и D, обратимся к закону степени 3/2. Так как при $U_{\rm c}<0$ токи $I_{\rm a}$ и $I_{\rm k}$ идентичны, то для $I_{\rm a}$ можно написать

$$I_{a} = G\sigma^{*/_{a}} \left(U_{c} + DU_{a} \right)^{*/_{a}}.$$

Если теперь U_c изменить на ΔU_c и затем U_a на ΔU_a таким образом, чтобы при этом I_a сохранило свое первоначальное значени

$$I_{a} = G\sigma^{3/a} [U_{c} + \Delta U_{c} + D (U_{a} + \Delta U_{a})]^{3/a},$$

то для этого должно быть выполнено условие

$$\Delta U_{\rm c} + D\Delta U_{\rm a} = 0$$

или

$$-\frac{\Delta U_{a}}{\Delta U_{c}}=\frac{1}{D},$$

откуда согласно (3.233)

$$\mu = \frac{1}{D}.$$
 (3.237)

Нужно подчеркнуть, что равенство (3.237) действительно только при условии, что $I_a = I_{\kappa}$. Когда $I_a \neq I_{\kappa}$, это уравнение несостоятельно, так как μ и *D* в принципе различные понятия; μ относится к анодному току, а *D* — к катодному.

Согласно (3.237) и (3.100) μ при $U_c < 0$ численно равно горизонтальному смещению двух анодных характеристик, снятых при значениях U_c , отличающихся на 1 В.

3.12.3. Простейшие методы практического определения статических параметров

Для определения статических параметров триода используются по сути те же методы, что и в случае диода.

а. Графическое определение по характеристикам. Для нахождения параметров лампы при каких-либо определенных значениях U_e и U_a нужны две статические характеристики. Первая должна содержать точку, определенную заданными значениями напряжений, а вторая соответствовать значению напряжения, служащего параметром семейства, отличающемуся на небольшую величину от его значения для первой характеристики.

Рассмотрим определение параметров по анодно-сеточным характеристикам (рис. 3.69, a). Через точку, соответствующую заданному режиму (точка A), проводят горизонтальную линию до пересечения со второй характеристикой (точка C), и через полученную точку пересечения — вертикальную линию до пересечения с первой (точка B). Получающийся прямоугольный треугольник ABC, называемый, как и в случае диода, х а р а к т е р и с т и ч е с к и м, позволяет определить все три статических параметра лампы.

По координатам точек *A* и *B*, соответствующих одному и тому же значению *U*_a, согласно (3.220а) можно определить крутизну характеристики, если дифференциалы заменить конечными приращениями

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_c} = \frac{I'_a - I'_a}{U'_c - U'_c} \,. \tag{3.238}$$

Из точек В и С, относящихся к одинаковому значению U_c, находим

$$R_{I} = \frac{\Delta U_{a}}{\Delta I_{a}} = \frac{U_{a}^{\prime} - U_{a}^{\prime}}{I_{a}^{\prime} - I_{a}^{\prime}}.$$
 (3.239)

Из точек С и А, в которых значения І, одинаковы, получим

$$\mu = \frac{\dot{-} \Delta U_{a}}{\Delta U_{c}} = -\frac{U_{a} - U_{a}}{U_{c} - U_{c}^{*}} = \frac{U_{a}^{*} - U_{a}^{*}}{U_{c}^{*} - U_{c}^{*}}.$$
 (3.240)

Аналогичным образом определяются параметры по анодным характеристикам (рис. 3.69,6). Из точек B и C, относящихся к одинаковому значению U_a , согласно (3.238) находим S, из точек A и B согласно (3.239) — R_i и из точек A и C согласно (3.240) — μ .



Рис. 3.69. Определение статических параметров триода: а — по анодно-сеточным характеристикам; 6 — по анодным характеристикам

Для того чтобы результаты получились достаточно точными, размер характеристического треугольника должен быть не слишком большим. При определении параметров маломощных триодов по анодно-сеточным характеристикам величину $U'_a - U'_a$ рекомендуется брать не более 20 В, а величину $U'_c - U'_c$ при определении их по анодным — не более 1 В.

При построении характеристического треугольника нужно обращать внимание на то, чтобы вершина треугольника лежала на соседней характеристике; иначе определить из этого треугольника все три параметра невозможно.

6. Метод двух точек. Параметры лампы можно определить, не снимая характеристик в целом, если измерить координаты точек A, B и C (рис. 3.69) непосредственно. Из каждых двух точек попарно можно получить по одному параметру. Однако чтобы по трем измерениям можно было определить все три параметра, нужно их выполнять в следующем порядке. *I измерение*. Находят значение I_a , соответствующее значениям U_c и U_a , для которых нужно определить параметры (значения U'_c , U'_a , I'_a) (табл. 3.3, строка 1).

Таблица З. Определение параметров методом двух точек			
Порядковый юмер измере- ния	Эначения		
	U _c	Ua	I _a
1	U'e	U'a	ľ
2	U _c	U'a	l'a
3	U,"	U,	I'a

11 измерение. Значение U_{c} увеличивают на небольшую величину (новое значение U'_{c}), сохраняя при этом U_{a} равным первоначальному вначению U'_{a} . За счет увеличения U_{c} возрастает I_{a} (новое значение I'_{a}) (табл. 3.3, строка 2).

111 измерение. Сохраняя U_c равным U_c^* , уменьшают U_a настолько (новое значение U_a^*), чтобы I_a опять приняло свое первоначальное значение I_a' (табл. 3.3, строка 3).

По данным измерений 1 и 2 тогда согласно (3.238) можно вычислить S, измерений 2 и 3 согласно (3.239) — R_i а измерений 1 и 3 согласно (3.240) — μ .

3.12.4. Зависимость статических параметров от напряжений электродов

Начнем с зависимости параметров от U_c, что соответствует изменению их при движении рабочей точки по анодно-сеточной характеристике. Для того чтобы более легко составить себе представление о ходе получающихся кривых, сначала предположим, что для катодного тока применим закон степени 3/2, т. е что можно пренебречь



Рис. 3.70. Зависимость параметров от сеточного напряжения в сводимом триоде начальными скоростями электронов и триод сводим к эквивалентному диоду. Тогда зависимость $S = f(U_c)$ при $U_c < 0$ определяется уравнением (3.224) и представляет собой параболу с осью, совпадающей с осью абсцисс, и вершиной в точке запирания лампы (рис. 3.70). При переходе в область положительных сеточных напряжений S обычно начинает уменьшаться, так как замедляется рост І в связи с появлением сеточного тока.

Значение μ при $U_c < 0$ от U_c не зависит, так как здесь действительно соотношение $\mu = 1/D$, а D определяется только размерами системы электродов. При $U_c > 0$ коэффициент усиления за счет токораспределения с ростом U_c уменьшается. R_p которое можно представить в виде

$$R_i = \frac{\mu}{S}, \qquad (3.241)$$

изменяется обратно пропорционально S, если µ считать величиной постоянной.



Рис. 3.71. Зависимость параметров триода типа 6H18Б от сегочного напряжения при $U_{\rm H}=6.3$ В и $U_{\rm a}=100$ В





У реальных триодов современных конструкций зависимости параметров от напряжений могут существенно отличаться от приведенных

на рис. 3.70 (рис. 3.71). Основной причиной расхождений в большинстве случаев является островковый эффект. Разницу можно наглядно представить, если постронть зависимость $S = f(I_s)$ (рис. 3.72) в функциональных координатах в виде $S = f(I_{a}^{1/3})$ (рис. 3.73). В случае, когда анодно-сеточные характеристики подчиняются закону степени 3/2, зависимость $S = f(I_{2}^{1/3})$ в таких (3.225)координатах согласно представляется прямой линией, идущей из начала системы координат. При наличии островкового эффекта . анодносеточные характеристики по сравнению с кривыми по закону степени 3/2 вы-





тянуты, как было показано ранее (см. рис. 3.23), в сторону отрицательных $U_{\rm o}$, причем тем сильнее, чем больше соответствующее им значение $U_{\rm a}$. Каждой реальной анодно-сеточной характеристике соответствует, таким образом, отличная по форме кривая $S = f(U_{\rm c})$. Так как S в реальной лампе меньше, чем в соответствующей сводимой лампе при том же значении $I_{\rm a}$, то кривые для реальных ламп на рис. 3.73 должны лежать ниже теоретической прямой. Отклонения кривых от прямой увеличиваются по мере приближения к точке запирания, так как с ростом отрицательного значения $U_{\rm c}$ при неизменном $U_{\rm a}$ неравномерность поля у поверхности катода возрастает. Степень отклонения кривых от прямой зависит от значения $U_{\rm a}$, к которому





они относятся. Чем больше U_a , тем значительнее отклонение, тем больше величина I_a , при которой реальная кривая сливается с прямой.

Аналогичные изменения претерпевает и зависимость $\mu = f(U_c)$ (см. рис. 3.71). При наличии островкового эффекта расстояние по горизонтали между двумя соседними анодно-сеточными характеристиками на уровне различных I_a более не одинаковы, а увеличиваются в сторону запирания лампы. Поэтому μ при $U_c < 0$ больше не будет постоянным, а уменьшается при изменении U_c в сторону отрицатель-

ных значений. За счет усиления островкового эффекта снижение кривой $\mu = f(U_c)$ в сторону запирания тем больше, чем больше значение параметра U_a .

Зависимости параметров от U_а показаны на рис. 3.74 и объясняются аналогично.

В справочниках вместо зависимостей параметров от U_c и U_a обычно приводится зависимость их от I_a (рис. 3.72). С одной стороны, это вызвано тем, что эта зависимость более универсальна и дает возможность обойтись одним графиком, с другой — тем, что при расчетах схем за основу обычно принимается величина анодного тока.

3.12.5. Зависимость статических параметров от напряжения накала

Разбор этого вопроса начнем с рассмотрения зависимости анодного тока от напряжения накала при эначениях напряжений электродов, равных номинальным (рис. 3.75). При малых напряжениях накала, пока ток эмиссии катода меньше номинального значения I_{a} , лампа работает в режиме насыщения и анодный ток с увеличением накала круто растет. При переходе в режим пространственного заряда рост I_{a} должен был бы прекратиться, если бы точно соблюдался закон степени 3/2. В действительности же анодный ток продолжает несколько расти вследствие увеличения начальных скоростей электронов и уменьшения влияния холодных концов катода.

Аналогично току I_a изменяется и крутизна характеристики (рис. 3.75). При накале, когда ток эмиссии катода еще меньше номинального значения I_a , крутизна теоретически должна быть равной нулю. В действительности этого нет, с одной стороны, за счет эффекта

Шоттки, с другой — за счет неравномерности температуры по поверхности катода; уже при пониженных значениях накала температура на отдельных участках катода может быть достаточно высокой, чтобы они работали в режиме пространственного заряда.

Ход кривой $S = f(U_{n})$ имеет существенное значение при эксплуатации лами. Он показывает, что для обеспечения достаточно высоких значений параметров нельзя допускать значительного напряжения накала. снижения По техническим условиям на приемно-усилительные лампы с оксилным католом. например, допустимо снижение $U_{\rm H}$ не более чем на 10% против номинального.



Рис. 3.75. Зависимость анодного тока и крутизны характеристики ог напряжения накала

Зависимость крутизны от накала используется при контроле качества лампы для проверки ее «запаса эмиссии», т. е. того, насколько лампа в номинальном рабочем режиме далека от режима насыщения. По установившимся нормам у ламп с хорошим катодом при снижении напряжений накала на 10% уменьшение крутизны в зависимости от типа лампы не должно превышать 10—20%. Пониженный накал в практике называют недокалом и соответствующее значение крутизны — недокальной.

Коэффициент усиления от U_н практически не зависит.

3.12.6. Статические параметры параллельно соединенных ламп

Когда от схемы с электронными лампами требуется получить полезную мощность больше той, которую может обеспечить одна лампа из числа наиболее мощных, выпускаемых промышленностью, прибегают к параллельному включению нескольких ламп одного и того же типа. Таким же образом иногда поступают, когда из имеющейся номенклатуры ламп не удается подобрать лампу с подходящими параметрами.

Определим статические параметры S, R_i и µ совокупности из двух параллельно включенных ламп Л₁ и Л₂ (рис. 3.76) с анодными

токами и параметрами I_{a1} , S_1 , R_{i1} и I_{a2} , S_2 и R_{i2} соответственно. Тогда суммарный анодный ток (3.242)

$$I_{\rm A} = I_{\rm a1} + I_{\rm a2},$$

а суммарная крутизна характеристики

$$S = \frac{\partial I_{a}}{\partial U_{c}} = \frac{\partial I_{a1}}{\partial U_{c}} + \frac{\partial I_{a2}}{\partial U_{c}}$$



Рис. 3.76. Параллельное включение триодов

Частные производные $\partial I_{a1}/\partial U_{a}$ и $\partial I_{a2}/\partial U_o$ представляют собой индивидуальные крутизны характеристик ламп Л1 и Л2, откуда

$$S = S_1 + S_2$$
 (3.243)

Суммарное внутреннее сопротивление можно определить исходя из того, что внутренние сопротивления обеих ламп включены параллельно

$$\frac{1}{R_i} = \frac{1}{R_{i1}} + \frac{1}{R_{i2}}$$
(3.244)

или

$$R_i = \frac{R_{i1} \cdot R_{i2}}{R_{i1} + R_{i2}}.$$

Коэффициент усиления параллельно соединенных ламп можно найти на основании внутреннего уравнения триода $\mu = SR_i$. Под-ставляя вместо S и Ri уравнения (3.243) и (3.244) и учитывая, что $\mu_1 = S_1 R_{i1}$ и $\mu_2 = S_2 R_{i2}$, получаем

$$h = \frac{p_1 R_{12} + p_2 R_{11}}{R_{11} + R_{12}}.$$
 (3.245)

Отсюда следует, что в отличие от одиночной лампы коэффициент усиления системы параллельно включенных ламп в общем случае зависит от напряжений электродов.

Для п параллельно включенных ламп с одинаковыми параметрами S₁, R₁₁ и ц. из (3.243), (3.244) и (3.245) легко получить

$$S = n S_{I},$$
$$R_{i} = \frac{R_{i1}}{n},$$
$$\mu = \mu_{I}.$$

3.12.7. Статические параметры сеточной цепи

Исходя из общей функциональной зависимости $I_{c} = f(U_{c}, U_{s})$ для цепи сеточного тока можно указать параметры, аналогичные параметрам цепи анодного тока. Если написать полный дифференциал сеточного тока

$$dI_{\rm c} = \frac{\partial I_{\rm c}}{\partial U_{\rm c}} dU_{\rm c} + \frac{\partial I_{\rm c}}{\partial U_{\rm a}} dU_{\rm a}, \qquad (3.246)$$

то содержащиеся в нем частные производные представляют собой основные параметры цепи сеточного тока, а именно: внутреннее сопротивление пространства сетка — катод

$$R_{lc} = \frac{\partial U_c}{\partial I_c} \tag{3.247}$$

и крутизну сеточно-анодной характеристики

$$S_{\rm c} = \frac{\partial l_{\rm c}}{\partial U_{\rm a}}.\tag{3.248}$$

Используя (3.247) и (3.248), можно записать (3.246) в виде

$$dI_{\rm c} = \frac{1}{R_{\rm ic}} dU_{\rm c} + S_{\rm c} dU_{\rm a}. \tag{3.249}$$

При положительных значениях $U_{\rm o}$, малых по сравнению с $U_{\rm a}$, численные значения $S_{\rm o}$ обычно на 1—2 порядка меньше S. При тех же условиях $R_{\rm io}$ тоже значительно меньше $R_{\rm io}$.

Параметры сеточной цепи можно определять аналогично параметрам анодной цепи графически по соответствующим характеристикам или методом двух точек.

§ 3.13. РАБОЧИЙ РЕЖИМ ТРИОДА

3.13.1. Виды включения триодов в электрическую цепь

Под рабочим режимом, как уже указывалось в 1-й главе, понимают режим работы лампы при наличии нагрузки в анодной цепи. Для введения ряда понятий, относящихся к работе лампы в схеме, рас-

смотрим работу триода в простейшем усилителе напряжения низкой частоты (рис. 3.77). Здесь на сетку подается не только постоянное напряжение, служащее сеточным смещением, но и переменное — усиливаемый сигнал. За счет этого сигнала в анодном токе содержится переменная составляющая, которая, проходя по сопротивлению нагрузки, создает на нем переменную составляющую падения напряжения. При соответствующем выборе величины сопротивления нагрузки это падение нап-





ряжения может быть больше величины подводимого сигнала, в разультате чего получается усиление. В подобных схемах контуры переменных составляющих токов электродов могут не совпадать с контурами их постоянных составляющих. Постоянные составляющие все должны проходить через катод, а пути протекания переменнык могут быть различны в зависимости от схемы включения лампы.

При расчете схем с лампами основное внимание обычно уделяется ценям переменных составляющих токов электродов. Применительно к переменным составляющим токов и их цепям принято пользоваться следующими понятиями:

 входное напряжение U_{вх} — напряжение, подаваемое на управляющий электрод лампы,

2) выходное напряжение U_{вых} — падение напряжения, снимаемое с нагрузки,

 входная цепь лампы — цепь той пары электродов, в которую включается входное напряжение,

4) выходная цепь лампы — цепь той пары электродов, в которую включается сопротивление нагрузки,

5) общий электрод — электрод, общий для входной и выходной цепей,

6) входной электрод — электрод входной цепи, не являющийся общим,

 выходной электрод — электрод выходной цепи, не являющийся общим,

8) входной (I_{вх}) и выходной (І_{вых}) токи — токи соответственно во входной и выходной цепях,

9) входное (Z_{вх}) и выходное (Z_{вык}) сопротивления — сопротивления, в общем случае комплексные, входной и выходной цепей соответственно

$$Z_{\rm Bx} = \frac{\dot{U}_{\rm Bx}}{\dot{j}_{\rm BX}};$$
$$Z_{\rm Bbx} = \frac{\dot{U}_{\rm Bbx}}{\dot{j}_{\rm Bbx}}.$$

(3.250a)

(3.250)

Наравне с понятиями входного и выходного сопротивления часто пользуются понятиями соответствующих проводимостей

 $Y_{\rm BX} = \frac{\dot{I}_{\rm BX}}{\dot{U}_{\rm BX}},\tag{3.251}$

$$Y_{\text{BMX}} = \frac{\dot{I}_{\text{BMX}}}{\dot{U}_{\text{BMX}}},$$
 (3.251a)

В зависимости от того, на каком электроде лежит общая точка между входной и выходной цепями, т. е. какой электрод является общим, различают три вида включения триодов в электрическую схему.

1. Схема с общей точкой на катоде или схема с общим катодом (рис. 3.78, а); здесь входным электродом является сетка, выходным —

анод, входной цепью — цепь сетка — катод, выходной — цепь анод — катод.

2. Схема с общей точкой на сетке или схема с общей сеткой (рис. 3.78,6). Входной электрод здесь катод, выходной — анод, входная цепь — цепь катод — сетка, выходная — цепь анод — сетка. Так как общая точка в этой схеме часто соединяется с землей, то ее иногда называют схемой с заземленной сеткой.

3. Схема с общей точкой на аноде или схема с общим анодом (рис. 3.78, в).



Рис. 3.78. Схемы включения триода: *a* - с общим катодом; *б* - с общей сеткой; *а* - с общим анодом (схемы – принципиальные, источники постоянного напряжения в них не показаны)

Усилительные свойства этих трех схем различны. Их особенности, касающиеся работы ламп, будут рассмотрены ниже, общий же анализ их дается в теории электронных схем. В области низких и высоких частот применяется схема с общим катодом, при работе в диапазоне сверхвысоких частот — преимущественно схема с общей сеткой. Схемы с общим анодом используются в так-называемых катодных повторителях. Это схемы, которые не дают усиления, но обладают рядом свойств, в силу которых широко применяются в радиотехнических устройствах.

Далее подробно рассматривается рабочий режим триода только при схеме с общим катодом.

3.13.2. Рабочие характеристики триода

Основной рабочей характеристикой триода является зависимость анодного тока I_a от сеточного напряжения U_c при постоянном напряжении анодного источника питания E_a

$$I_{a} = f(U_{c})_{E_{a} = \text{ const.}}$$
(3.252)

Отличие этого определения от определения соответствующей статической характеристики (см. § 3.6) заключается в том, что здесь постоянно значение не U_a , а E_a . Вторая из возможных рабочих характеристик триода — анодная ($I_a = f(E_a)_{U_c=const}$) не представляет интереса, так как у ламп с сетками величина напряжения анодного источника питания во время работы в большинстве случаев неизменна.

Определим ход рабочей анодно-сеточной характеристики при заданных значениях E_a и R_a и сопоставим ее со статической при том же E_a . Эту задачу легко решить графически, если известно семейство статических анодных характеристик. На рис. 3.79,6 представлено это семейство. Слева от него на одном уровне с ним, расположена система координат для построения анодно-сеточных характеристик (рис. 3.79,6). Статическая анодно-сеточная характеристика получается, если провести в семействе анодных характеристик вертикальную линию при $U_a = E_a$ и перенести точки ее пересечения с анодными характеристиками в систему координат анодно-сеточных. При



Рис. 3.79. Построение рабочей анодно-сеточной характеристики триода и форм анодного тока и падений напряжения на лампе и нагрузке:

а — форма сеточного напряжения; б — аводно-сеточные характеристики; е — анодные характеристики; е — форма анодного тока; д — форма падений напряжения на лампе и на нагрузке

построении рабочей анодно-сеточной характеристики нужно дополнительно учесть падение напряжения на анодной нагрузке I_aR_a . Это делается при помощи нагрузочной прямой. Так как анодные цепи триода и диода в принципе одинаковы, то нагрузочная прямая строится так же, как было показано в § 2.10. Точки пересечения нагрузочной прямой со статическими анодными характеристиками все соответствуют одним и тем же значениям R_a и E_a и, следовательно, относятся к одной и той же рабочей анодно-сеточной характеристиками рабочую анодно-сеточную характеристику. Рабочие анодно-сеточные характеристики исходят из той же точки на оси абсписс, что и соответствующие статические (при $I_a = 0$ также и $I_aR_a = 0$). На восходящей части они идут более полого, чем статические, причем тем положе, чем больше R_a .

3.13.3. Форма анодного тока и падения напряжения на пампе в квазистатическом рабочем режиме

Пусть на сетку триода будет подан сигнал синусоидальной формы. С учетом напряжения смещения Е, сеточное напряжение тогда можно представить в виде $u_c = E_c + U_{cm} \sin \omega t$. Пусть, далсе, в анодной цепи лампы имеется активная нагрузка Ra. Рассмотрим, какими в этих условиях будут формы анодного тока i, и падений напряжений на лампе u_a и на нагрузке i_aR_a. Эти кривые найдем графически. Построение начнем с того, что пристроим заданную кривую сеточного напряжения (рис. 3.79, а) к графику анодно-сеточных характеристик (рис. 3.79,6), причем так, чтобы оси напряжений совпали. Ось времени графика «а» тогда будет идти вниз из начала системы координат анодно-сеточной характеристики. Систему координат для формы анодного тока расположим справа от семейства анодных характеристик также на одном уровне с ним (рис. 3.79, е). Форму анодного тока строим по анодно-сеточной характеристике, причем в связи с наличием нагрузки — по рабочей. Сначала найдем уровень тока, соответствующий только сеточному смещению, т. е. ток в точке покоя. Предположим, что $E_c = -4$ В, $U_{cm} = 2$ В. Тогда точка покоя лежит на анодно-сеточной характеристике против абсциссы $U_{\rm c} = -4$ В (точка О). Соответствующее ей значение анодного тока I_{а0} переносим вправо на рис. 3.79, г. Дальнейшее построение формы і, производится так же, как в случае диода (см. § 2.4). Необходимо обратить внимание на то, что линии переноса точек с рис. 3.79,6 на рис. 3.79, г проходят на рис. 3.79, в через точки пересечения нагрузочной прямой с анодной характеристикой для соответствующего значения U_c. Так, например, линия переноса величины анодного тока при $U_{c} = -4$ В(точка O_{c} рис. 3.79,6) проходит через точку пересечения нагрузочной прямой с анодной характеристикой для $U_c = -4$ В (точка O', рис. 3.79,8). Таким образом, каждой точке на анодно-сеточной характеристике, отображающей то или иное мгновенное состояние электрического режима лампы, соответствует определенная точка на нагрузочной прямой. Точки, характеризующие своим положением в графике анодно-сеточных или анодных характеристик мгновенное состояние электрического режима лампы, в дальнейшем будем называть точками режима. Соответствие между положениями точек режима на рабочей анодно-сеточной характеристике и нагрузочной прямой дает возможность построить кривые формы u_a и i_aR_a. Если на рис. 3.79,6 точка режима при изменении и, в пределах -2 - -6 В перемещается по анодно-сеточной характеристике в пределах отрезка АВ, то соответствующая ей точка на рис. 3.79, в перемещается по нагрузочной прямой в пределах отрезка А'В'. Учитывая, что согласно § 2.10 горизонтальный отрезок между осью ординат и нагрузочной прямой соответствует U_a, а отрезок между нагрузочной прямой и вертикальной линией $U_s = E_s$ — падению напряжения на нагрузке $I_s R_s$, и развертывая по времени мгновенное положение точки режима, получим искомые кривые. Для удобства переноса точек с нагрузочной прямой в систему координат для этих кривых, последнюю целесообразно расположить под графиком анодных характеристик так, чтобы оси напряжений и начала системы координат совпадали (рис. 3.79, e, ∂). Из этого же рисунка видно, что переменные составляющие $u_{\rm B}$ и $i_{\rm a}$, как это соответствует (1.24), всегда находятся в противофазе.

Исходя из соответствия мгновенного положения точки режима на рис. 3.79,6 и в, можно при малых амплитудах u_c построить все три искомые кривые, не используя анодно-сеточную характеристику. Для этого надо на графике анодных характеристик отметить пределы изменения u_c , как это показано на рис. 3.79,в пунктиром. Поэтому при расчете усилителей в большинстве случаев ограничиваются рассмотрением только графика анодных характеристик.

О величине получающихся нелинейных искажений можно судить по степени линейности использованного участка рабочей анодносеточной характеристики или по отрезкам нагрузочной прямой между соседними анодными характеристиками, снятыми через одинаковые интервалы U_c: если анодно-сеточная характеристика линейна, эти отрезки должны быть равными между собой.

3.13.4. Выбор и установление рабочей точки. Построение нагрузочной прямой при различных видах нагрузки. Предельно допустимый электрический режим лампы

Для сохранения работоспособности ламп в течение достаточно долгого времени рабочую точку необходимо выбирать так, чтобы



Рис. 3.80. Область допустимых электрических режимов триода

соблюдались следующие ус-

 не должна превышаться допустимая мощность, рассеиваемая анодом;

2) не должно превышаться некоторое предельное значение анодного напряжения из-за опасности электрического пробоя между электродами внутри лампы или их выводами по внешней поверхности баллона;

3) у ламп с оксидным катодом не должно превышаться определенное значение плотности катодного тока. Это связано с тем, что оксид-

ное покрытие обладает определенным сопротивлением и поэтому в нем при прохождении через него тока выделяется тепло. Это тепло дополнительно добавляется к тому, которое катод получает за счет накала, в результате чего температура покрытия может настолько превысить допустимую, что содержащийся в нем барий начнет усиленно испаряться и эмиссия катода быстро падать. У ламп с тонко-

пленочными катодами такое ограничение отсутствует, так как здесь практически не получается дополнительного нагрева за счет прохождения катодного тока.

Соответствующие этим условиям предельные величины приводятся в паспорте ламп в рубрике «Предельные эксплуатационные данные» На рис. 3.80 показано семейство анодных характеристик с обозначением границ, в пределах которых допустим выбор рабочей точки.



Рис. 3.81. Область рабочих режимов триода, обеспечивающая малые нелинейные искажения

К этим трем ограничениям, цель которых предотвратить порчу ламп, добавляется еще два, если лампа используется как усилительная и поэтому недопустимы значительные нелинейные искажения^{*}. Для этого, во-первых, не следует работать на начальном участке характеристик, так как он сильно искривлен; во-вторых, нужно выбирать режимы, в которых отсутствуют сеточные токи, т. е. работать при отрицательных напряжениях сеточного смещения, больших амплитуды подаваемого на сетку сигнала. Резкое возрастание нелинейных искажений при наличии сеточных токов связано с нелинейностью сеточной характеристики. Область, в которой рекомендуется выбирать рабочую точку усилительных ламп, показана на рис. 3.81.

Подача на сетку необходимого сеточного смещения $E_{\rm c}$ возможна двумя путями:

1) путем включения в сеточную цепь лампы соответствующего источника постоянного напряжения E_c (см. рис. 3.77);

2) путем включення в катодную цепь последовательно с катодом активного сопротивления $R_{\rm R}$ (так называемого к а т о д н о г о с опротивления $R_{\rm R}$ (так называемого к а т о д н о г о с опротивления и подачи возникающего на нем падения напряжения на сетку (рис. 3.82). Полученное таким образом смещение называется а в т о м а т и ч е с к и м. Так как катодный ток в рабочих условиях обычно содержит переменную составляющую, а напряжение смещения должно быть напряжением постоянного тока, то $R_{\rm R}$

* Это не относится к усилительным схемам, в которых имеет место частичная компенсация нелинейных искажений. всегда шунтируется конденсатором (C_n). Емкость конденсатора должна быть настолько большой, чтобы представлять для переменной составляющей катодного тока сопротивление, по модулю значительно меньшее, чем R_n . Для ламп, которые целесообразно использовать с автоматическим смещением, в паспорте указывается оптимальное значение R_n .

Величину $R_{\rm s}$, необходимую для получения заданного смещения $E_{\rm c}$, н, наоборот, величину $E_{\rm c}$ при заданном $R_{\rm s}$ удобнее всего определять графически. Для определения $R_{\rm s}$ по заданному $E_{\rm c}$ нужно построить рабочую анодно-сеточную характеристику для напряжения



Рис. 3.82. Каскад усилителя с автоматическим сеточным смещением питания анода $U_a = E_a - E_c$ и сопротивления нагрузки $R_n = R_a$ и через точку пересечения ее с вертикальной линией $U_c = E_c$ провести прямую из начала системы координат (рис. 3.83). Эта прямая представляет собой нагрузочную прямую для сеточной цепи лампы. Из ее наклона вычисляют величину R_n . Для нахождения E_c , соответствующего определенному R_n при заданном режиме лампы, нужно построить рабочую анодно-сеточную характеристику для напряжения анодного источника питания E_a и сопротивления нагрузки анодного источника питания E_a и сопротивления нагрузки анодного источника питания E_a и сопротивления нагрузки анодного из ведя затем из начала системы координат

прямую с наклоном $1/R_{\rm R}$, находят $E_{\rm c}$ по точке ее пересечения с характеристикой. Практически при этих построениях величинами $R_{\rm R}$ и $E_{\rm c}$ можно пренебречь по сравнению с $R_{\rm a}$ и $E_{\rm a}$ соответственно. Порядок нахождения рабочей точки и построения нагрузочной прямой зависит от исходных данных и рода нагрузки. В наиболее распространенных усилительных режимах работают на слабо искривленной части анодно-сеточной характеристики, не заходя в ее начальный участок, тем более в область, где лампа заперта. В этом случае соответственно определениям, данным в § 2.4, рабочая точка лампы







Рис. 3.84. Определение сеточного смещения E_c при заданном катодном сопротивлении R_и

практически совпадает с точкой покоя схемы. В связи с этим в усилительной технике в большинстве случаев можно не делать разницы между этими понятнями и сводить нахождение рабочей точки к определению точки покоя. Рассмотрим случай, когда заданы напряжения анодного питания E_a и сеточного смещения E_c и известна нагрузка. Наиболее часто встречающимися видами нагрузки являются активное сопротивление и колебательный контур. При активном сопротивлении в качестве нагрузки в графике семейства анодных характеристик строят нагрузочную прямую, соответствующую заданным значениям E_a и R_a , и находят точку ее пересечения с анодной характеристикой для $U_c = E_c$ (см. рис. 3.79, θ). Это будет точка покоя в данных условиях. На графике она расположена против абсциссы $U_a = E_a - I_a R_a$. Если нагрузкой является контур, настроенный на частоту сигнала, то при учете его

влияния на электрический режим анодной цепи нужно различать два значения его сопротивления, омическое R, представляющее собой сопротивление контура постоянному току, и эквивалентное R_a. На положение точки покоя влияет лишь омическое сопротивление, так как точка покоя определяется только постоянными составляющими напряжений электродов. Для переменной составляющей анодного тока при частоте, равной резонансной, контур представляет собой сопротивление, равное R. Наклон нагрузочной прямой, по которой происходит работа лампы, определяется, таким образом, величиной R_a. У колебательных конту-





ров, используемых в радиотехнике, всегда $R \ll R_{0}$. Поэтому при определении точки покоя практически можно считать R = 0. Тогда точка покоя будет лежать на анодной характеристике для $U_{c} = E_{c}$ против абециссы $U_{a} = E_{a}$ (рис. 3.85), а нагрузочной прямой являться прямая с наклоном $1/R_{0}$, проведенная через эту точку.

3.13.5. Рабочие параметры триода

В зависимости от назначения схемы, в которой работает лампа, в выходной цепи лампы могут потребоваться возможно большие значения тока, напряжения или мощности. При этом согласно данным в 3.13.1 определениям под выходными током, напряжением и мощностью следует понимать переменные составляющие тока через нагрузку, падения напряжения на нагрузке и выделяющейся на ней мощности. Величины, сопоставляющие эти выходные величины с величиной переменных напряжения или мощности, подаваемых на вход, называются рабочими параметрами лампы. Эти параметры следующие. Исходное определение ее следующее:

$$S_{\rm p} = \frac{dI_{\rm a}}{dU_{\rm a}} \quad \text{при } E_{\rm a} = \text{const.} \tag{3.253}$$

Это выражение отличается от определения статической крутизны тем, что при изменении I_a предполагается постоянным не анодное напряжение U_a, а напряжение источника питания E_a. Величина





U_a при изменении I_a более не постоянна, так как одновременно изменяется падение напряжения на нагрузке. S_p согласно определению равно тангенсу угла наклона касательной к рабочей анодно-сеточной характеристике. Если при малых амплитудах сигнала замеприращения НИТЬ постоянных электрических величин амплитудами их переменных составляющих, как это уже делалось в 2.6.6, то (3.253) можно записать в виде

$$S_p = \frac{I_{am}}{U_{cm}}, \qquad (3.254)$$

откуда

$$I_{am} = S_p U_{cm}.$$
 (3.254a)

Таким образом, зная S_p , можно определить амплитуду переменной составляющей анодного тока I_{am} , если известна амплитуда сигнала U_{cm} .

Для определения связи между рабочей и статической крутизнами заменим в уравнении полного дифференциала анодного тока (3.235) приращения токов и напряжений амплитудами соответствующих переменных составляющих

$$I_{am} = SU_{cm} + \frac{1}{R_i} U_{am}.$$
 (3.255)

Согласно рис. 3.79,∂ в рабочем режиме

$$U_{am} = -I_{am} R_a,$$
 (3.256)

Тогда

$$I_{am} = SU_{cm} - \frac{R_a}{R_i} I_{am}, \qquad (3.257)$$

откуда

$$\frac{I_{am}}{U_{cm}} = \frac{S}{1 + R_a/R_i}$$

Сопоставляя это выражение с (3.254), получаем

$$S_{p} = \frac{S}{1 + R_{a}/R_{i}}.$$
 (3.258)

Таким образом, рабочая крутизна всегда меньше статической и отличается от нее тем больше, чем больше R_a (рис. 3.86).

И. Коэффициент усиления по напряжению

Рабочий коэффициент усиления или, точнее, коэффициент усиления по напряжению k_u в общем случае определяется как отношение действующего значения выходного напряжения к действующему значению входного

$$k_{\mu} = \frac{U_{\text{DEX}}}{U_{\text{EX}}} \tag{3.259}$$

или, если перейти к амплитудным значениям напряжений,

$$k_u = \frac{U_{\text{BBS}\,m}}{U_{\text{BS}\,m}}.\tag{3.259a}$$

При схеме с общим катодом $U_{\text{вых}m} = I_{am}R_a$ и $U_{\text{вхm}} = U_{cm}$. Однако в случае сбщего катода к выражению, получающемуся при подстановке этих величин в (3.259а), добавляют знак «минус», так что

$$k_u = -\frac{I_{am} R_a}{U_{cm}} \,. \tag{3.260}$$

Причина добавления знака «минус» — следующая. При сравнении двух гармонических колебаний отличие в знаке указывает на то, то эти величины находятся в противофазе. Переменная составляющая

анодного тока всегда находится в фазе с сеточным напряжением, так как с ростом U, увеличивается и I_a. С этой точки зрения в (3.259) не должно было бы содержаться знака «минус». Однако введение его целесообразно для упрощения расчета усилителей, состоящих из нес-(см. рис. кольких каскадов 3.99). Дело в том, что в таких схемах все потенциалы отсчитываются относительно потенциала общей точки схемы, т. е. точки, в которой при схеме с общим катодом сходятся выводы





катодов ламп всех каскадов. При увеличении U_c вместе с I_a увеличивается и падение напряжения на нагрузке $I_a R_a$. В результате этого снижается по отношению к потенциалу катода потенциал обра-

щенного к аноду конца сопротивления нагрузки, с которого усиленное напряжение подается на сетку лампы следующего каскада. Знак «минус» в (3.260), таким образом, служит для того, чтобы учесть изменение фазы на 180° при передаче сигнала от одного каскада к другому. Иногда определение k_a дается без знака «минус». Это допустимо, если ограничиваться рассмотрением условий работы схемы в пределах только одного каскада.

Для нахождения связи между k_{μ} и статическим коэффициентом усиления μ в (3.260) подставим выражение (3.254). Тогда

$$k_{\mu} = -S_{\rm p} R_{\rm a} \tag{3.261}$$

Это уравнение связывает основные параметры, характеризующие рабочий режим, и напоминает по своей структуре внутреннее уравнение триода (3.236). Подставляя для S_p выражение (3.258) и учитывая, что $SR_i = \mu$, получаем из (3.261)

$$k_{\mu} = \frac{\mu}{1 + R_i/R_a}.$$
 (3.262)

Зависимость $\frac{k_u}{\mu} = f\left(\frac{R_a}{R_l}\right)$ дана на рис. 3.87. Величина k_u по модулю всегда меньше μ и приближается к нему при $\frac{R_a}{R_l} \to \infty$; при $\frac{R_a}{R_l} = -4$, например, $k_a = 0.8 \mu$.

Мощность на нагрузке и связанные с ней параметры

Мощность переменного тока, выделяющаяся на нагрузке R_a , определяется как

 $P_{\sim} = I_a^2 R_a,$

где I_а — действующее значение переменной составляющей анодного тока. Если от действующего значения тока перейти к амплитудному

$$\left(l_{a}=\frac{l_{am}}{\sqrt{2}}\right)$$
, to
 $P_{\sim}=\frac{1}{2}l_{am}^{2}R_{a}$ (3.263)

Используя для I_{ат} уравнение (3.254а) и подставляя для S_р выражение (3.258), из (3.263) легко получить

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} \frac{S^2 R_a}{(1 + R_a/R_i)^2} U_{cm}^2.$$
(3.264)

Пользуясь теперь соотношением $S = \mu/R_i$, выражение (3.264) можно представить в виде

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} S \mu \frac{R_a/R_i}{(1+R_a/R_i)^2} U_{cm}^2. \qquad (3.265)$$

Зависимость $P_{-} = f(R_a/R_i)$ дана на рис. 3.88. Кривая имеет максимум, который, как легко определить из условия

$$\frac{dP_{-}}{d\left(R_{a}/R_{i}\right)}=0,$$

лежит при R_a = R_i. Физически наличие максимума в этой точке объясняется известным положением из электротехники, что генератор отдает во внешнюю цепь

максимальную мошность. когда его внутреннее сопротивление равно сопротивлению нагрузки. Роль генератора в данном случае играет лампа. Полагая $R_a = R_i$, находим из (3.265) для наибольшей мощности, которую можно получить на нагрузке в определенной рабочей точке при заданной амплитуде сеточного напряжения.

 $P_{-\max} = \frac{1}{8} S \mu U_{cm}^2$. (3.266) Рис. 3.88. Зависимость выходно мощности от отношения R_3/R_1





Исходя из этой величины определяются параметры, служащие для оценки эффективности каскада схемы как усилителя мощности. Различают два параметра, в зависимости от того, расходуется ли мощность в цепи сетки или нет. Когда здесь не расходуется мощность, т.е. лампа работает без сеточных токов, для оценки пользуются понятием чувствительности каскада по мощности k_{nu}, определяемой как

$$k_{pu} = \frac{\sqrt{P_{\sim} \max}}{U_{cm}}.$$
(3.267)

Квадратный корень в числителе введен для учета квадратичной зависимости P_{~max} от U_{cm}. Подставляя сюда (3.266), получаем

$$k_{pn} = \sqrt{\frac{1}{8}S\mu}$$
 (3.268)

Когда в сеточной цепи расходуется мощность (это имеет место при работе ламп в области СВЧ или когда сеточные напряжения заходят в область положительных значений), основным рабочим параметром лампы становится коэффициент усиления по мощности k_n , определяемый как отношение максимально возможной выходной мощности Р_{вых тах} к входной Р_{вх}

$$k_p = \frac{P_{\text{BMX max}}}{P_{\text{BX}}}.$$
 (3.269)

При схеме с общим катодом

$$P_{\rm BX} = \frac{1}{2} \frac{U_{\rm cm}^2}{R_{\rm tc}}, \qquad (3.270)$$

гле R_{ic} — внутреннее сопротивление пространства сетка — катод. Подставляя в (3.269) для мощностей выражения (3.266) и (3.270) и учитывая, что $\mu = SR_i$, получаем

 $k_p = \frac{1}{4} S^2 R_i R_{ic}.$ (3.271)

Часто k_p указывают не просто в относительных единицах, а в децибелах

$$k_{p}(\mu\delta) = 10 \lg k_{p}.$$
 (3.272)

В усилителях мощности во многих случаях интересует не рассмотренная выше максимальная мощность при заданных рабочей





точке и амплитуде сигнала, а наибольшая возможная мощность при заданном напряжении источника анодного достаточно питания и малых нелинейных искажениях. т. е. без захода сеточного напряжения в область положительных значений. наибольшая Сеточное смещение и допустимая амплитуда переменного сеточного напряжения при этом не задаются, а подбираются так, чтобы выполнялись поставленные условия. Из рис. 3.89 видно, что размах сеточного напряжения, т. е. его удвоенная амплитуда, должны быть не более напряжения запирания лампы, чтобы оставаться в оботрицательных потенциалов ласти сетки. Отсюда следует, что амп-

литуда сеточного напряжения U_{cm} и сеточное смещение E_c в оптимальном случае должны составлять половину напряжения запирания

$$E_{\rm c} = U_{\rm cm} = \frac{1}{2} D E_{\rm s}. \tag{3.273}$$

Подставляя это значение U_{ст} в (3.266), наибольшую неискаженную мощность можно записать в виде

$$P'_{\text{max}} = \frac{1}{32} \frac{S}{\mu} E_a^2.$$
 (3.274)

Следует обратить внимание на то, что в (3.266) μ стоит в числителе, а в (3.274) — в знаменателе. По общим соображениям P_{\sim} , очевидно, должно увеличиваться с ростом μ и U_{cm} . Это и соответствует действительности, когда выбор значения U_{cm} не зависит от значения μ , как это имеет место в случае уравнения (3.266). В случае (3.274), однако, значения U_{cm} и μ для уменьшения нелинейных искажений должны подчиняться условию (3.273), согласно которому большое U_{em} можно

208 .

подавать на сетку только тогда, когда проницаемость лампы D велика, т. е. μ мало. Чем больше подаваемое на лампу сеточное напряжение, тем левее, чтобы избежать положительных значений U_c , согласно рис. 3.89 должна быть характеристика лампы, т. е. тем меньше μ . Параметры S_o и k_m а также выходную мощность можно определить

графически по семейству статических анодных характеристик и нагрузочной прямой (рис. 3.90). Для этого в рабочей точке (точка O)

нужно построить прямоугольный треугольник, гипотенуза которого совпадала бы с половиной используемого при заданном сеточном напряжении участка нагрузочной прямой (отрезок ОА или ОВ), а катеты были бы параллельны осям координат. Из сравнения с рис. 3.79 следует, что в таком треугольнике вертикальный катет (АС) равен амплитуде переменной составляющей анодного тока. а горизонтальный (СО) — амплитуде переменной составляющей анодного напряжения. Беря отношение этих величин к заданной амплитуде U_c, получают па-S_p и k_u. Площадь раметры треугольника ОАС, вычисляемая как половина произведения катетов, равна соответственно — $\frac{1}{2}I_{am}U_{am}$ и представляет собой таким образом мощ-НОСТЬ переменного тока, выделяющуюся на нагрузке. Для сравнения на рис. 3.90 пункти-**DOM** показан треугольник, по которому определяются статические параметры.

8-286



Рис. 3.90. Графическое определение рабочих параметров:







Выведенные выражения для рабочих параметров относятся к схеме с общим катодом. Для того чтобы показать, что рабочие параметры зависят от схемы включения лампы, в качестве примера найдем выражение для коэффициента усиления по напряжению при общей сетке. Как видно из рис. 3.91, передача напряжения от каскада к каскаду происходит в этом случае без переворачивания фазы. Поэтому k_{μ} в соответствии с общим определением (3.259) здесь можно записать как

$$k_u = \frac{I_{am} R_a}{U_{cm}}.$$
(3.275)

Для того чтобы выразить k_u через статические параметры лампы, установим связь между изменениями U_c , U_a и $I_a R_a$, при схеме с об-

щей сеткой. Так как с ростом U_c падение напряжения $I_a R_a$ тоже растет, а U_a уменьшается, то, применяя закон Кирхгофа для контура анодного тока, согласно рис. 3.91 получаем

 $dU_{\rm a} = dU_{\rm c} - d(I_{\rm a}R_{\rm a}).$

Подставляя это выражение в (3.234) и выделяя dI_a, находим

$$dI_a = \frac{S + 1/R_i}{1 + R_a/R_i} dU_c.$$
(3.276)

Если заменить приращения тока и напряжения их переменными составляющими, то (3.276) легко привести к виду

$$\frac{I_{am} R_a}{U_{cm}} = \frac{SR_i + 1}{1 + R_i/R_a}$$

Используя (3.275) и (3.236), окончательно получаем

$$k_{\mu} = \frac{\mu + 1}{1 + R_{i}/R_{a}} \cdot$$
(3.277)

Результат отличается от выражения (3.262), выведенного для схемы с общим катодом, на единицу в числителе.

3.13.6. Эквивалентные схемы электронных ламп

В общем случае расчет радиотехнических цепей, содержащих электронные лампы, довольно сложен, так как электронные лампы представляют собой нелинейные элементы. Однако когда амплитуды переменных составляющих токов и напряжений настолько малы, что в их пределах характеристики ламп можно считать линейными, то возникает возможность заменить лампу при рассмотрении цепей переменного тока эквивалентной схемой, легко охватываемой расчетами.

Найдем эквивалентную схему анодной цепи триода. Существует два вида эквивалентных схем:

1) эквивалентная схема с генератором напряжения*,

2) эквивалентная схема с генератором тока**.

Исходное уравнение для построения эквивалентной схемы с генератором напряжения получается, если (3.257) умножить на R_i , заменить SR, на и и выделить член, содержащий U_{cm} ,

$$\mu U_{cm} = I_{am} (R_a + R_i), \qquad (3.278)$$

Этому уравнению соответствует схема, содержащая генератор переменного напряжения с э.д.с., равной μU_c , работающий на цепь из последовательно включенных сопротивлений R_i и R_a (рис. 3.92,*a*).

* Под генератором напряжения понимают источник переменного напряжения, не обладающий внутренним сопротивлением.

** Под генератором тока понимают источник переменного тока с бесконечно большим внутренним сопротивлением.

Ток в цепи равен I_{a} . В этой схеме эквивалентом лампы служит генератор напряжения с последовательно включенным сопротивлением R_{i} . Остальная часть схемы соответствует внешней части цепи анодного тока.



Рис. 3.92. Эквивалентные схемы анодной цепи триода: *a* - с генератором напряжения: *б* - с генератором тока; ::- часть схемы, соответствующая вепосредственно лампе

Исходное уравнение для эквивалентной схемы с генератором тока получается из (3.257), если из него выделить член с U_{em},

$$SU_{cm} = I_{am} \frac{R_a}{R_i} + I_{am}.$$
 (3.279)

Этому уравнению соответствует схема, состоящая из генератора тока SU_c и двух параллельных ему ветвей, одной — с сопротивлением R_i , другой — с сопротивлением R_a (рис. 3.92,6). По R_i протекает ток I_aR_a/R_i , по R_a — ток I_a . Лампе соответствует генератор тока, зашунтированный сопротивлением R_i .

Подобные же эквивалентные схемы можно указать для сеточной цепи лампы, исходя из (3.249) и заменяя в ней приращения электрических величин амплитудами их переменных составляющих

 $I_{\rm cm} = \frac{1}{R_{\rm ic}} U_{\rm cm} + S_{\rm c} U_{\rm am}.$ (3.280)

На рис. 3.93 показана эквивалентная схема с генератором тока для триода в целом. Эквивалентные схемы сеточной и анодной цепей по току независимы друг от друга, они связаны только по уровню потенциала через провод О—О', отображающий общую точку схемы.



Рис. 3.93. Эквивалентная схема триода с генераторами тока

В большинстве случаев усилители переменного тока работают в условиях, в которых амплитуды переменных составляющих токов и напряжений можно считать малыми.

3.13.7. Междуэлектродные емкости

В приведенных выше эквивалентных схемах не учитывались частичные междуэлектродные емкости, т. е. емкости, существующие между электродами попарно и шунтирующие соответствующие междуэлектродные пространства. При низких частотах это допустимо, так



Рыс. 3.94. Принципиальная схема каскада резонансного усилителя

как реактивные сопротивления этих емкостей очень велики; при высоких частотах, однако, . эти сопротивления становятся соизмеримыми с сопротивлениями других элементов схем и учет их станеобходимым. новится Зa счет частичных междуэлектродных емкостей лампа вносит определенные емкости в схему, которые, в отличие от частичных, называются просто междуэлектродными. Суть этих двух понятий различна: частичные междуэлектродные емкости относятся

только к конструкции лампы, а междуэлектродные — к ее внешним ценям. При заданном типе лампы каждая междуэлектродная емкость в зависимости от схемы включения лампы может соответствовать той или другой частичной междуэлектродной емкости или совокупности нескольких частичных емкостей.

Различают три междуэлектродные емкости: 1) входную $C_{\rm BX}$ — емкость, вносимую лампой во входную цепь; 2) выходную $C_{\rm BMX}$ — емкость, вносимую лампой в выходную цепь; 3) проходную $C_{\rm Bp}$ — емкость между выходным и входным электродами.

На рис. 3.94 дана принципиальная схема каскада резонансног усилителя с общей точкой на катоде, в которой обозначены емкости вносимые в нее лампой.

Рассмотрим каждую из междуэлектродных емкостей.

1. Входная емкость. Общее определение термина «входная ем кость», действительное как для триода, так и для многоэлектродны: ламп, следующее [Л.3.13]: входная емкость — емкость между вход ным электродом и теми электродами и деталями лампы, на которы в рабочем режиме лампы практически нет переменных потенциало той частоты, которую имеет переменное напряжение, приложенно к входному электроду при заземленном выходном электроде.

2. Выходная емкость. Это соответственно емкость между выход ным электродом и теми электродами и деталями лампы, на которы

в рабочем режиме практически нет переменных потенциалов той частоты, которую имеет переменное напряжение на выходном электроде лампы при заземленном входном электроде.

3. Проходная емкость — это емкость между входным и выходным электродами при всех остальных электродах и деталях лампы, соединенных вместе и заземленных.

Установим теперь на основании данных определений, каким частичным емкостям в триоде соответствуют $C_{\rm вх}$, $C_{\rm вых}$ и $C_{\rm пр}$ при схемах с общим катодом и общей сеткой. При общем катоде (см.рис. 3.78,*a*) входным электродом является сетка, выходным — анод, других электродов с потенциалами, отличными от нуля, — нет. Тогда

$$C_{\text{BZ}} = C_{\text{GZ}}$$

$$C_{\text{BXZ}} = C_{\text{AZ}},$$

$$C_{\text{ap}} = C_{\text{AC}}.$$
(3.281)

Соответственно при общей сетке (см, рис, 3,78,6)

$$C_{\text{BX}} = C_{\text{CKP}}$$

$$C_{\text{BMX}} = C_{\text{BKP}}$$

$$C_{\text{RP}} = C_{\text{AK}}.$$
(3.282)

В одном случае проходной емкостью является частичная емкость C_{act} , в другом — C_{att} .

Учесть влияние $C_{\rm BX}$ и $C_{\rm BMX}$ на работу схемы обычно несложно, так как эти емкости просто входят как дополнительный элемент в состав входной или выходной цепей. В схеме рис. 3.94, например, они прямо добавляются к емкостям соответствующих контуров.

Сложнее вопрос о емкости Спо. При низких частотах электрические процессы во входной и выходной цепях связаны только через электрическое поле в лампе. При высоких частотах, однако, в эквивалентной схеме рис. 3.93 между точками С и А необходимо добавить емкость, равную емности между выходным и входным электродами. За счет этой емкости, как видно на рис. 3.94, возникает электрическая цепь, по которой энергия переменного тока может переходить из выходной цепи во входную и наоборот, минуя междуэлектродные пространства лампы. Отсюда емкость между выходным и входным электродом и называется проходной. За счет этой емкости, таким образом, между выходной и входной цепью лампы возникает связь. Поток энергии нормальным образом идет от входа к выходу. Так как мощность колебаний в выходном контуре лампы обычно значительно больше, чем во входном, то поток энергии через Сив в большинстве случаев идет от выхода к входу, т. е. в направлении, обратном нормальному. Возникающая между выходной и входной цепью связь является, таким образом, обратной. Наличие обратной связи за счет Сло часто может существенно влиять на работу схем, в одних случаях положительно, в других --- отрицательно. Рассмотрим два характерных примера.

1. Ламповый генератор. Под ламповым генератором понимают устройство с электронной лампой, предназначенное для преобразования энергии постоянного тока в энергию переменного, обычно высокой частоты. Нагрузкой в анодной цепи лампы служит колебательный контур, настроенный на желаемую частоту (рис. 3.95). Пусть лампа в начале будет «заперта» и анодная цепь разомкнута (ключ Кл).



Рис. 3.95. Принципиальная схема генератора с независимым возбуждением При замыкании ее за счет зарядного тока, идущего от источника постоянного напряжения Е., контуре возникают колебания. Но поскольку контур реальный, т. е. обладает активным сопротивлением, то колебания получаются затухающими. Для того чтобы превратить эти колебания в незатухающие, контур должен получать дополнительную энергию от источника постоянного напряжения. Однако подача энергии постоянного тока должна происходить от Е_а не произвольно,

иначе колебания могут не только не а в определенном ритме, полностью прекратиться. Назначеподдерживаться, а, наоборот, ние лампы заключается в том, чтобы обеспечить подвод этой энергии в нужную фазу колебаний. Лампа, таким образом, выполняет только роль регулятора; непосредственного отношения к генерации колебаний она не имеет, так как она происходит в контуре. Чтобы лампа «отпиралась» всегда в одну и ту же фазу, на ее сетку должно подаваться напряжение той же частоты, что и генерируемых колебаний. Если для питания сетки используются посторонние источники переменного напряжения, но меньшей мощности, то такие генераторы называются генераторами с независимым возбуждением. Однако во многих случаях требуется, чтобы в схеме поддерживались колебания без постороннего возбуждения. Это достигается тем, что между выходной и входной цепями лампы создается обратная связь: энергия, необходимая для управления лампой, берется от анодного контура и через обратную связь подводится к сетке лампы. Такого рода генераторы называются генераторами с самовозбуждением или автогенераторами. Наиболее распространенным видом обратной связи является индук-/ тивная (рис. 3.96, а). Но обратную связь можно осуществить и за счет емкости, включенной между выходным и входным электродами (рис. 3.96,б). Роль этой емкости может выполнять проходная емкость лампы.

2. Усилитель напряжения высокой частоты. Если в генераторах емкость C_{np} может играть положительную роль, то в усилителях напряжения высокой частоты она отрицательна. Рассмотрим схему каскада резонансного усилителя с учетом емкостей, вносимых лампой (см. рис. 3.94). В этой схеме за счет C_{np} возникает цепь переменного тока, проходящая в обход лампы от анодного контура по анод-

ной цепи, проходной емкости, входному контуру и обратно через источник E_a . При работе усилителя на анодном контуре возникает переменное напряжение с амплитудой $I_{am}R_{a}$, где I_{am} — амплитуда переменной составляющей анодного тока, R_{a} — эквивалентное сопротивление контура. Под действием этого напряжения по указанной цепи протекает переменный ток, который мы назовем током обратной



Рис. 3.96. Принципиальная схема автогенератора: *а* – с видуктивной обратной связью: *б* – с емкостной обрагвой связью

связи *I*_{обр}. Если предположить, что реактивное сопротивление проходной емкости велико по сравнению с эквивалентным сопротивлением входного контура, то

$$I_{\text{obp} m} = I_{\text{am}} R_{\theta} \omega C_{\text{np}}.$$

Используя (3.254а), это уравнение можно переписать в виде

$$I_{\text{obp}\ m} = S_{\text{p}} R_{\text{s}} \omega C_{\text{np}} U_{\text{cm}},$$

где U_{em} — амплитуда входного напряжения. Ток I_{obp} , проходя по входному контуру, создает на нем падение напряжения — напряжение обратной связи $U_{e\,obp}$. Если принять эквивалентное сопротивление сеточного контура равным эквивалентному сопротивлению анодного, то

$$U_{c \ obp \ m} = I_{obp \ m} R_{s} = S_{p} R_{s}^{2} \omega C_{np} U_{cm}.$$
(3.283)

В теории усилителей доказывается, что если отношение напряжения обратной связи становится больше определенной доли напряжения сигнала, то может произойти самовозбуждение схемы [Л.3.14]. Таким образом, для предотвращения самовозбуждения необходимо, чтобы

$$\frac{U_{\rm coop}}{U_{\rm c}} \leqslant A, \tag{3.284}$$

где A — коэффициент, меньший единицы, зависящий от схемы усилителя. Для однокаскадного резонансного усилителя A = 0,18. Условие (3.284) на основании (3.283) можно представить в виде

$$S_{\rho} R_{\mathfrak{s}}^{2} \omega C_{\mathfrak{n} \rho} \leqslant A. \tag{3.285}$$

Согласно (3.261) для повышения коэффициента усиления по напряжению желательно делать сопротивление нагрузки возможно большим. Однако из (3.285) следует, что во избежание самовозбуждения его нельзя сделать больше, чем

$$R_{\rm e\,max} \ll \sqrt{\frac{A}{S_{\rm p} \,^{\rm w} \, C_{\rm up}}} \,. \tag{3.286}$$

Тогда согласно (3.261) наибольший устойчивый коэффициент усиления, т. е. наибольший коэффициент, при котором еще нет опасности самовозбуждения схемы, будет

$$k_{a \max} = \sqrt{\frac{AS_p}{\omega C_{np}}}.$$
 (3.287)

Если предположить, что $R_i \gg R_a$, то согласно (3.258) S_p можно заменить на S и (3.287) записать в виде

$$k_{u \max} = \sqrt{\frac{AS}{\omega C_{np}}}.$$
 (3.288)

Таким образом, чем больше отношение S/C_{np} у использованных в усилителе ламп, тем большее усиление от него можно получить на заданной частоте, тем выше предельная частота, до которой он может надежно работать. В этих результатах содержится указанное уже ранее обстоятельство (§ 2.9), что пределы частот, в которых может работать лампа, всегда связаны с отношениями типа S/C. Формула (3.288) строго соблюдается только в случае усилителей, в которых использованы многоэлектродные лампы, так как только тогда выполняются предпосылки, что $1/(\omega C_{np}) \gg R_3$ и $R_i \gg R_3$; при триодах, особенно когда они включены по схеме с общим катодом, эта формула имеет в основном качественный характер.

Реально действующие в работающих схемах значения $C_{\rm BX}$ и $C_{\rm DMX}$ могут существенно отличаться от тех, которые получаются по данным раньше определениям. Это объясняется тем, что в этих определениях было исключено влияние на них проходной емкости и через обратную связь — сопротивления нагрузки. В связи с этим различают два значения $C_{\rm BX}$ и $C_{\rm BMX}$: статические, т. е. без учета влияния $C_{\rm np}$ и нагрузки, и рабочие. Разница между ними имеет практическое значение главным образом в случае входной емкости.

Найдем связь между статической входной емкостью $C_{\rm вх.стат}$ и рабочей $C_{\rm вх.раб}$, определяемой из реактивной составляющей входной проводимости

$$Y_{\rm BX} = g_{\rm BX} - j b_{\rm BX},$$

где g_{вх} — активная составляющая входной проводимости; $b_{\text{вх}}$ — реактивная составляющая входной проводимости:

 $b_{BX} = -\omega C_{BX, DAG}$
Согласно (3.251) b_{вх}·и, следовательно, о С_{вх. раб} можно найти как

$$\omega C_{\rm BZ, \ pa6} = I_{\rm C}/U_{\rm BZ}, \tag{3.289}$$

где I_C — емкостная составляющая входного тока. Как видно из рис. 3.97, I_C состоит из двух составляющих: 1) тока I'_C , идущего под действием напряжения $U_{\rm BX}$ через емкость $C_{\rm BX, \ стат}$

 $I'_{c} = \omega C_{\text{BX, crat}} U_{\text{BX}}$

2) тока I''_{c} , идущего под действием разностного напряжения $U_{\rm BX} - U_{\rm BhX}$ через емкость $C_{\rm пр}$

$$C_{c} = \omega C_{up} (U_{BX} - U_{BEX}).$$

Общий ток I_c тогда можно записать в виде

$$I_{c} = I'_{c} + I'_{c} = \omega \left[C_{\text{BE. crar}} + \left(1 - \frac{U_{\text{BEX}}}{U_{\text{DX}}} \right) C_{\text{mp}} \right] U_{\text{BX}},$$

откуда

$$\frac{I_{C}}{U_{\text{BX}}} = \omega \Big[C_{\text{BX, cTAT}} + \Big(1 - \frac{U_{\text{BXT}}}{U_{\text{BX}}} \Big) C_{\text{RP}} \Big].$$

Учитывая (3.260), путем сравнения с (3.289) получаем

$$C_{\text{BX, pa6}} = C_{\text{BX, crat}} + (1 + k_{\mu}) C_{\text{RP}}.$$

В справочниках на лампы всегда указываются только статические междуэлектродные емкости; рабочие приводить невозможно, так как они за счет k_{μ} зависят от величины сопротивления нагрузки. Емкость $C_{\text{вх.раб}}$ у триодов практически всегда намного больше, чем $C_{\text{вх.стат}}$; основную долю в (3.290) составляет второй член. Так, например, для высокочастотного триода 6С1П, у которого $C_{\text{вх.стат}} = 1,38 \text{ пФ}, C_{\text{вх.раб}} = 1,35 \text{ пФ},$ $<math>\mu = 27$, согласно (3.290) $C_{\text{вх.раб}} = 1,38 +$ +27,4 пФ, если принять $k_{\mu} = -0,75 \mu =$ = -20,3.





3.13.8. Электронная лампа как четырехполюсник

Из-за необходимости учета реактивных сопротивлений междуэлектродных емкостей, а также ряда других сопротивлений, пока еще не рассмотренных, эквивалентные схемы при переходе к более

(3.290)

высоким частотам ламп становятся довольно сложными. Поэтому во многих случаях целесообразно представить электронную лампу как четырехполюсник (рис. 3.98). Так как эквивалентные схемы ламп, как было показано ранее, всегда содержат активные элементы (генераторы тока или напряжения), то этот четырехполюсник должен быть активным.

Наиболее удобно представить лампу как четырехполюсник, когда амплитуды токов и напряжений настолько малы, что связи между ними можно считать линейными. При малых амплитудах электронную лампу, таким образом, можно заменить линейным активным четырехполюсником.



Рис. 3.98. К замене лампы четырехполюсником

Формальным основанием для подобной замены может служить аналогичный вид уравнений такого четырехполюсника и переменных составляющих сеточного и анодного токов лампы. Уравнения линейного четырехполюсника, у которого напряжения на входе и выходе приняты за независимые переменные, а токи — за зависимые, т. е. уравнения с использованием У-параметров, имеют вид

$$I_{1} = Y_{11} U_{1} + Y_{12} U_{2}, I_{2} = Y_{21} U_{1} + Y_{22} U_{2},$$
 (3.291)

где индекс 1 относится к входу, а индекс 2 — к выходу. Соответствующие уравнения для сеточного и анодного токов при малых амплитудах токов и напряжений имеют вид, как было выведено ранее [см. (3.255) и (3.280)],

$$I_{cm} = \frac{1}{R_{tc}} U_{cm} + S_c U_{am},$$
$$I_{am} = SU_{cm} + \frac{1}{R_t} U_{am},$$

Сравнение обеих систем уравнений показывает, что структура их подобна.

Возможностью замены лампы четырехполюсником при расчете цепей переменного тока широко пользуются в теории электронных схем.

§ 3.14. ПРИМЕНЕНИЕ ТРИОДОВ

Триоды можно использовать как в качестве усилительных, так и в качестве генераторных ламп.

а. Усилительные триоды. Триоды в принципе пригодны для усиления колебаний любой частоты. Наибольшее число выпускаемых типов триодов предназначено для усиления колебаний низкой частоты. При работе их в усилителях низкой частоты, состоящих из нескольких каскадов (рис. 3.99), их параметры должны быть различными в зависимости от каскада, в котором они стоят. Каскады *предварительного* усиления, т. е. все кроме последнего, должны давать на выходе возможно большое напряжение, так как лампа последующего каскада в большинстве случаев работает без сеточных токов и поэтому в ее сеточной цепи мощность практически не расходуется. Используемые здесь триоды должны, следовательно, обеспечивать возможно большее усиление по напряжению; для этого они, согласно (3.262), должны иметь

возможно больший статический коэффициент усиления. Коэффициенты **усиления** больше 100 у усилительных триодов, однако, не делают, иначе анодно-сеточные характеристики становятся очень «правыми» и можно усилиискажения без вать лишь напряжения очень малых амплитул.

В отличие от каскадов предварительного усиления от последнего



Рис. 3.99. Двухкаекадный усилитель низкой частоты

каскада усилителя, называемого обычно оконечным, требуется мощность, так как на выходе обычно стоят приборы, работающие лишь при затрате определенной мощности (телефон, реле и т. д.). Для того чтобы получить возможно бо́льшую мощность, используемая лампа должна, согласно (3.266), обладать возможно бо́льшими S и µ. Если же одновременно стремиться к малым нелинейным искажениям, то µ, согласно (3.274), в ущерб величине мощности нельзя делать очень большим, иначе анодно-сеточные характеристики лампы становятся «правыми» и могут появиться сеточные токи. Поэтому триоды для усиления мощности обычно имеют значительно меньшие статические коэффициенты усиления, чем триоды для усиления напряжения (< 20).

Триоды для усиления колебаний высоких и сверхвысоких частот должны согласно (3.288) иметь возможно большую крутизну характеристики и меньшую проходную емкость. Крутизну можно довольно легко увеличить конструктивио, увеличивая площадь катода и уменьшая расстояние сетка — катод. Сложнее обстоит дело с проход-

ной емкостью. В усилителях применяются схемы как собщим катодом, так и с общей сеткой. Наиболее выгодной является схема с общим катодом, так как она обладает большим входным сопротивлением и поэтому требует меньшей затраты энергии в сеточной цепи лампы. Однако при общем катоде проходной емкостью является частичная емкость анод — управляющая сетка. В триоде она представляет собой емкость между двумя соседними, сравнительно близко расположенными электродами и за счет этого настолько велика, что существенно ограничивает возможность использования триода для усиления высоких частот при схеме с общим катодом. Поэтому при такой схеме часто приходится отказываться от применения триодов для усиления колебаний высоких частот, несмотря на то, что их использование по сравнению с более сложными лампами, дает ряд преимуществ, например, меньший расход энергии на питание цепей электродов, меньшие помехи и т. д. Если же по какой-либо причине все же необходимо применять триоды, то приходится значительно усложнять схему для того, чтобы нейтрализовать влияние проходной емкости, или переходить на схему с общей сеткой, как это принято в области СВЧ. При общей сетке проходной емкостью становится частичная емкость анод — катод, которая у большинства высокочастотных триодов намного меньше емкости анол - сетка.

б. Генераторные триоды. Сравнивая рис. 3.94 и 3.95, видно, что схемы лампового генератора и резонансного усилителя в принципе очень похожи друг на друга. Отсюда можно предположить, что условия работы ламп в обоих случаях имеют много общего, хотя режимы и могут быть различны. Особенностью генераторов является то, что у них, в отличие от усилителей, на выходе всегда требуется мощность. Это дает возможность рассматривать ламповые генераторы как усилители мощности высокой частоты. Ограничение в величине μ, вызванное в случае усилителей мощности низкой частоты требованием малых нелинейных искажений, в случае генераторов отпадает, так как нагрузкой в анодной цепи является колебательный контур. Поэтому для подбора оптимальных параметров генераторных ламп в отличие от усилителей низкой частоты, исходят не из (3.274), а из (3.266). Это означает, что лампы должны иметь возможно большие S и μ; у генераторных триодов μ делают до 150.

Особенно важно большое значение μ у ламп, предназначенных для работы в автогенераторах. Пусть сеточное напряжение, обеспечивающее работу автогенератора, будет u_c . Если у схемы коэффициент усиления по напряжению равен k_u , то под действием u_c в анодной цепи возникает переменное напряжение u_c

$$u_a = -k_a u_c. \tag{3.292}$$

Пусть это напряжение через обратную связь создает на входе переменное напряжение

$$u_{\rm c.\ obp} = k_{\rm obp} u_{\rm a}, \tag{3.293}$$

где k_{00p} — коэффициент пропорциональности, - характеризующий степень обратной связи.

Для того чтобы схема работала как автогенератор, т. е. чтобы колебания поддерживались сами, нужно, очевидно, чтобы $u_{coop} = u_c$. На основании (3.292) и (3.293) это условие можно представить в виде

$$k_{\rm obp} = -\frac{1}{k_{\rm st}},$$

откуда с учетом (3.262) и (3.236)

$$k_{\rm obp} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{SR_a}.$$
 (3.294)

Чтобы схема легко возбуждалась, потребное k_{obp} должно быть возможно меньшим. Это имеет место, если использовать лампы с достаточно большими µ и S.

Значительные трудности при использовании триодов в ламповых генераторах возникают за счет большого значения C_{np} . Поэтому триод в генераторах по возможности не применяют и переходят на многоэлектродные лампы. Однако их используют в генераторах СВЧ, где многоэлектродные лампы по ряду причин не в состоянии работать, и в генераторах большой мощности, так как на большие мощности лампы с количеством электродов больше, чем у триода, технически очень трудно изготовить.

Приведенный обзор показывает, что область применения триода очень широка. Однако триоды обладают следующими недостатками, ограничивающими возможности их использования:

 триоды, предназначенные для работы в усилителях, имеют статический коэффициент усиления не более 100, что ограничивает величину коэффициентов усиления по напряжению и по мощности;

 нельзя получить одновременно большое µ и «левые» характеристики, что ограничивает величину неискаженной мощности на выходе усилителя низкой частоты;

3) велика емкость C_{пр}, что ограничивает возможность использования триодов для усиления напряжения высокой частоты и затрудняет их применение в ламповых генераторах.

ГЛАВА 4

многоэлектродные лампы с одной управляющей сеткой

§ 4.1. ВИДЫ МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ ЛАМП С ОДНОЙ УПРАВЛЯЮЩЕЙ СЕТКОЙ

Для получения ламп, не обладающих недостатками триода, или ламп, отличающихся теми или иными особенностями, в электродную систему триода вводятся дополнительные сетки: при добавлении одной сетки получается тетрод, при добавлении двух — пентод. Дополнительные сетки не предназначены для управления анодным током; их потенциалы, в противоположность потенциалу управляющей сетки, во время работы лампы постоянны. В отличие от ламп, где две сетки используются в качестве управляющих, в лампах с одной управляющей сеткой число сеток обычно не превышает трех.



Рис. 4.1. Системы электродов многоэлектродных ламп с одной управляющей сеткой: *a* — тетрода с экравирующей сеткой; *б* — пентода; *a* — тетрода с катодной сеткой

В большинстве случаев дополнительные сетки вводятся между управляющей сеткой и анодом. Дополнительная сетка, расположенная рядом с управляющей, обычно служит экраном между анодом и управляющей сеткой и соответственно называется экранирующей, а лампа, содержащая экранирующую сетку, экранирование о ванной. Так как подавляющее большинство многоэлектродных ламп экранированные, то под обозначениями тетрод и пентод обычно понимают лампы с экранирующей сеткой, если специально ничего другого не оговорено (рис. 4.1, а и б).

В некоторых случаях одну дополнительную сетку располагают между управляющей сеткой и катодом. Такая сетка называется катодной, а соответствующие лампы — лампами с катодной сеткой (рис. 4.1,8).

§ 4.2. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ ЛАМП

4.2.1. Уравнение катодного тока

В многоэлектродных лампах не менее двух электродов имеют положительные потенциалы. Как было установлено при рассмотрении триодов с положительной сеткой, токопрохождение в системах с несколькими положительными электродами определяется наложением закономерностей токораспределения на уравнение катодного тока.

Катодный ток многоэлектродной лампы при тех же предпосылках, что и катодный ток в трноде, подчиняется закону степени 3/2. Эти предпосылки в случае триода

заключались в следующем.

 Не учитывались начальные скорости электронов.

2. Система электродов была сводима к эквивалентному диоду, что означало, что электроды эквидистантны и что анод и катод находятся в дальней зоне поля сетки.

Для того чтобы многоэлектродную систему можно было привести к эквивалентному диоду, второе условие должно быть сформулировано в более общем



Рис. 4.2. Электрическое поле пентода, допускающее приведение к эквивалентному дноду

необходимо, чтобы каждый виде, а именно: электрод лежал в не только анод и катод в дальней зоне поля соседнего, т. е. дальней зоне поля расположенных рядом сеток, но и одна сетка в дальней зоне поля другой. Для этого, очевидно, междуэлектродные расстояния должны быть настолько большими по сравнению с шагом навивки сеток, чтобы между каждой парой электродов в электрическом поле имелись зоны с практически параллельными плоскостям электродов эквипотенциальными поверхностями (рис. 4.2). Это требование становится понятным, если рассмотреть процесс приведения многоэлектродной лампы к эквивалентному диоду. Он заключается в том, что лампа с п сетками сначала заменяется эквивалентной лампой с n — 1 сетками, затем лампа с n — 1 сетками — эквивалентной лампой с n — 2 сетками и т. д. Под лампой с n — 1 сетками, эквивалентной лампе с п сетками, в соответствии с определением эквивалентного диода (см. 3.4.1), понимают лампу с n-1 сетками, у которой анод находится на месте последней сетки п-сеточной лампы и катодный ток равен катодному току п-сеточной лампы. Анодное напряжение лампы с n — 1 сетками при этом должно быть равно действующему напряжению в плоскости последней сетки лампы с п сетками, а напряження остальных электродов — такими же, как у лампы с п сетками. На рис. 4.3 показана схема таких преобразований для пентода. Для их выполнения должно быть известно значение действующего напряжения в плоскости каждой сетки системы, которое, согласно определению понятия действующего напряжения, можно указать только в том случае, когда соседние с данной сеткой электроды находятся в дальней зоне ее поля. Если порядковые номера сеток считать от катода, т. е. под первой сеткой понимать ту, которая лежит рядом с ка-



Рис. 4.3. Приведение пентода к эквивалентному диоду

тодом, то в случае сводимости к диоду катодный ток многоэлектродной лампы можно, следовательно, определять по формуле

$$I_{\mathrm{s}} = G U_{\partial 1}^{\prime/2}, \tag{4.1}$$

где U_{а1} — действующее напряжение в плоскости первой сетки. Рас-

ĸ		r.	** 	. r	Piran	Cont	C. A
1	I	Ĩ,	Ĩ	11	-6-1		
Y		1					
4			1		40	1	
1			ļ				
-4	A	1	1	11		1	

Рис. 4.4. К определенню действующего напряжения в плоскости сеток в многоэлектродных лампах чет $I_{\rm R}$, таким образом, сводится в основном к определению $U_{\rm AI}$.

Определение действующих напряжений в многоэлектродной лампе сложнее, чем действующего напряжения в триоде. Различие заключается в том, что в триоде по обе стороны сетки расположены сплошные проводящие поверхности, катод и анод, а в многоэлектродной лампе по одну или обе стороны сеток лежат опять сетки и поэтому форма электрического поля более сложная. Если соседние сетки лежат в дальней зоне поля той сетки, действующее напряжение которой определяется, то их можно заменить сплошными проводящими поверхностями, подав на них напряжения.

равные действующим напряжениям в плоскости этих сеток. Так, например, при определении действующего напряжения в плоскости второй сетки пентода третья и первая сетки заменяются сплошными поверхностями с напряжениями $U_{\partial 3}$ и $U_{\partial 1}$. Получающаяся таким образом трехэлектродная система подобна системе электродов обычного триода, что позволяет применить для определения действующего напряжения выражение, выведенное для триода. В соответствии с (3.65) тогда можно написать для действующего напряжения в плоскости *I*-й сетки (рис. 4.4)

$$U_{\partial i} = \frac{D_i' U_{\partial(i-1)} + U_{ct} + D_i U_{\partial(i+1)}}{1 + D_i + D_i'}$$
(4)

.2)

или, вводя обозначение

$$\sigma_i = \frac{1}{1 + D_i + D_i'}$$

получаем

$$U_{\partial i} = \sigma_i \left(D'_i U_{\partial(i-1)} + U_{ci} + D_i U_{\partial(i+1)} \right), \tag{4.3}$$

где U_{ci} — напряжение *i*-й сетки; $U_{\partial(i-1)}$, $U_{\partial(i+1)}$ — действующие напряжения в плоскости соседних сеток; D_i , D_i — прямая и обратная проницаемости *i*-й сетки в предположении, что (i + 1)-я и (i - 1)-я сетки заменены сплошными проводящими поверхностями.

Надо иметь в виду, что проницаемости D_i и D'_i , фигурирующие в (4.2), не являются истинными проницаемостями *i*-й сетки в данной системе электродов, так как соответствуют действию поля силошного электрода через эту сетку, а не электрода в виде сетки. Истинные значения этих проницаемостей $D_{i \text{ вст}}$ и $D'_{i \text{ пст}}$, очевидно, будут меньше. Рассматривая проницаемости согласно (3.36) и (3.37) как отношения соответствующих емкостей и принимая во внимание (3.58) и (3.60), из которых следует, что замена сплошной поверхности сеткой учитывается добавлением множителя σ , получаем соотношения

$$D_{i \text{ ner}} = \sigma_i D_i, \qquad (4.4)$$
$$D'_{i \text{ ner}} = \sigma_i D'_i.$$

Если написать выражения для действующих напряжений в плоскости всех n сеток, то получается n линейных уравнений с n неизвестными, путем совместного решения которых можно найти $U_{\partial 1}$ и действующие напряжения остальных сеток. В общем случае для решения удобнее всего пользоваться методом определителей. Однако для тетродов и пентодов к этому методу обычно не прибегают, так как при малом числе сеток, учитывая также ряд возможных в каждом случае упрощений, легче получить результат путем прямых подстановок. Развернутые выражения для $U_{\partial 1}$ в случае тетрода и пентода будут даны в соответствующих параграфах.

4.2.2. Токораспределение в многоэлектродных лампах

Токораспределение в многоэлектродных лампах труднее рассчитать, чем в триоде, так как электроны по пути к аноду пролетают через несколько сеток и поэтому могут несколько раз изменять направление своего движения. Особенно усложняется картина токораспределения, если по ходу электронов за сеткой с более высоким потенциалом следует сетка с более низким, как это обычно имеет место в пентоде. Типичные траектории электронов в пентоде при небольшом отрицательном потенциале первой сетки, нулевом потенциале третьей сетки и больших положительных потенциалах второй сетки и анода показаны на рис. 4.5. Основная масса электронов имеет траектории вида 2 и 7. Электроны с траекториями вида 2 составляют анодный ток, вида 7 — ток экранирующей сетки. При малых U_a часто встречаются траектории вида 3. По таким траекториям движутся электроны, которые после прохождения второй сетки обладают настолько



Рис. 4.5 Типичные траектории электронов в пентоде:

1—без бокового отклонения; 2—с малым боковым отклонением; 3—с большим боковым отклонением; 4—отражаемых от витков третьей сетки; 5—упруго отражаемых от анода; 6—миогократно проходящих через положительной сеткоў; 7—пе рекватываемых положительной сеткой большими тангенциальными составляющими скоростей, что не в состоянии пройти через плоскость третьей сетки и возвращаются ко второй.

Рассмотрим токораспределение в n-сеточной плоской системе электродов (см. рис. 4.4). Пусть от катода нормально к его поверхности уходит N электронов. При прохождении первой сетки у электронов появляются тангенциальные составляющие скоростей, которые тем больше, чем ближе электроны пролетают к витку сетки. Наибольшее значение этих скоростей v_{1тт} имеют электроны, летящие по касательной к витку. Если принять, что углы отклонения невелики, то электроны, согласно 3.8.2 равномерно распределяются по величине тангенциальных скоростей. Диаграмма распределения электронов по

тангенциальным составляющим скоростей после первой сетки представляет собой прямоугольник с основанием по оси абсцисс отдо $-v_{1,m}$ (рис. 4.6, a). Подобная же диаграмма получается, если этот поток электронов проходит только через вторую сетку (рис. 4.6, б). Однако здесь предельные значения скоростей ± v_{эт} и высота прямоугольника могут быть другими, чем в первом случае; одинаковыми должны быть только площади прямоугольников, так как они соответствуют одному и тому же числу пролетающих через сетку электронов. При прохождении электронов через две сетки последовательно оба распределения накладываются друг на друга; при малых углах отклонения сложение скоростей, очевидно, можно производить линейно. Так, например, электроны, имеющие перед второй сеткой тангенциальную составляющую скорости, равную v_{1т}, после прохождения ее обладают тангенциальными скоростями в пределах от v in-var m до $v_{1\tau} + v_{2\tau m}$ (см. заштрихованные площадки на рис. 4.6, a и 4.6, e). Сложение обоих распределений дает диаграмму в виде трапеции с крайними значениями скоростей ± ($v_{1rm} + v_{2rm}$) (рис. 4.6,e). При прохождении потока электронов через три сетки кривая распределения принимает колоколообразную форму (рис. 4.6, в) и с увеличением числа сеток приближается к кривой распределения Гаусса. Зная распределение электронов по тангенциальным составляющим скоростей после выхода их из последней (п-й) сетки системы электродов,



определить

где I_n — ток, COOTBETCTBVющий **HOTOKY** электронов, проходящих через *п*-ю сетку; v_{nr} — тангенциальная составляющая скорости электронов после п-й сетки; Umm — наибольшее значение v_{лт}; Um кр — значение COOT-Umr, ветствующее критическому углу отклонения электронов после прохождения п-й сетки.

На рис. 4.7 показаны рассчитанные по (4.5) кривые токораспределения для систем электродов с одной, двумя и тремя сетками, предполагая, что имеются лишь траектории видов 2 и 3 (см. рис. 4.5). Чем больше число сеток, тем положе кривая и больше значения Us/Uam при которых происходит переход из режима возврата в режим перехвата. Из-за многообразия форм реально получающихся траекторий электронов (см. рис. 4.5) для многоэлектродных ламп трудно с достаточной точностью определить функцию $\partial N/\partial v_m$ и произвести вычисление по (4.5). Поэтому практически для расчета токораспределения в многоэлектродных лампах пользуются приближенными формулами, которые будут рассмотрены далее.



Рис. 4.6. Распределение в пентоде по тангенциальным составляющим скоростей электронов

а — прошедших только первую сетку; б—прошедших только вторую сетку; в —прошедших последовательно первую и вторую сетки; г — прошедших все три сетки;



Рис. 4.7. Токораспределение в системах электродов:

а — с одной сеткой; б — с двумя сетками; в — с тремя сетками (п — порядковый номер последней сетки перед анодом)

через

4.2.3. Частичные междуэлектродные емкости многоэлектродных ламп

В многоэлектродных лампах в связи с более сложной конфигурацией системы электродов формулы для расчета большинства частичных междуэлектродных емкостей не такие простые, как для частич-



Рис. 4.8. К расчету частичных междуэлектродных емкостей в многосеточной системе электродов ных емкостей в триоде. Это относится к частичным емкостям между двумя соседними сетками и между двумя электродами любого вида, разделенными несколькими сетками.

Для получения расчетных формул в общем виде определим частичную емкость C_{in} между сеточными электродами *i* и *n*, произвольно выбранными в какой-либо плоской системе электродов с *p* электродами (рис. 4.8). Электрический заряд на поверхности *i*-го

электрода, выраженный, как и в (3.47), через его частичные емкости по отношению к другим электродам и через потенциалы электродов, равен

$$q_{i} = -C_{i1}U_{1} - C_{i2}U_{2} - \dots - C_{in}U_{n} - \dots - C_{in}U_{p} + (\sum C_{i})U_{i}, \quad (4.6)$$

где $C_{i1}, C_{i2}, \ldots, C_{in}, C_{ip}$ — частичные емкости *i*-го электрода относительно соответственно первого, второго, ..., *p*-го электрода; ΣC_i сумма частичных емкостей *i*-го электрода относительно всех остальных электродов; $U_1, U_2, \ldots, U_n, U_p$ — потенциалы соответствующих электродов относительно катода.

Дифференцируя (4.6) по U_n, получаем

$$C_{in} = -\frac{\partial q_i}{\partial U_n}.$$
 (4.7)

Теперь выразим q_i по теореме Гаусса. Для этого предположим сначала, что *i*-й электрод представляет собой сплошную проводящую поверхность с потенциалом, равным действующему потенциалу в плоскости этого электрода $U_{\partial i}$. Исходя из того, что в общем случае электрическое поле существует по обе стороны этого электрода, заряд на его поверхности будет

 $q_{i \text{ cnrom}} = \epsilon_0 F(E'_i + E'_i),$

где F — поверхность одной стороны сплошного электрода с внешними размерами, что и у сетки, которую он заменяет; E'_i — напряженность электрического поля у поверхности *i*-го электрода, обращенной к *n*-му, в случае, когда сеточный электрод заменен сплошной проводящей поверхностью; E'_i — то же, с обратной стороны *i*-го электрода.

В действительности *i*-й электрод не сплошная пластина, а сетка. Как было показано в 3.3.3, переход от сплошной поверхности к сеточной при определении емкостей и зарядов учитывается добавлением множителя, равного остроте управления соответствующего электрода. Следовательно,

$$q_i = \sigma_i \varepsilon_0 F(E'_i + E'_i), \qquad (4.8)$$

где σ_i — острота управления *i*-го электрода. Дифференцируя (4.8) по U_n , согласно (4.7) получаем

$$C_{in} = -\sigma_i \varepsilon_0 F \frac{\partial E_i}{\partial U_n}.$$
 (4.9)

Величина $\partial E/\partial U_n$ в (4.9) отброшена, так как влияние U_n на поле со стороны *i*-го электрода, не обращенной к *n*-му, в соответствии с проницаемостью этого электрода во много раз слабее, чем на поле с передней стороны. Если считать вектор напряженности поля положительным, когда он направлен от поверхности электрода, и предположить, что n > i, система электродов сводима к эквивалентному диоду и электрическое поле между электродами линейное, то

$$E'_{t} = -\frac{U_{\partial(t+1)} - U_{\partial t}}{d_{t+1, t}}, \qquad (4.10)$$

где $d_{i+1:i}$ — расстояние между (i + 1)-м и *i*-м электродами. Подставляя (4.10) в (4.9), находим

$$C_{in} = \sigma_i \frac{\varepsilon_0 F}{d_{i+1, i}} \frac{\partial \left(U_{\partial(i+1)} - U_{\partial i}\right)}{\partial U_n}.$$

Выражение $\varepsilon_0 F/d_{i+1,i}$ представляет собой емкость между сплошными поверхностями, помещенными на месте (i + 1)-го и *i*-го сеточных электродов. Обозначая ее через $C_{\overline{t+1,i}}$, можно записать, что

$$C_{in} = \sigma_i C_{\overline{i+1,i}} \left(\frac{\partial U_{\partial(i+1)}}{\partial U_n} - \frac{\partial U_{\partial i}}{\partial U_n} \right).$$
(4.11)

Обычно второй член в скобке намного меньше первого, так что с достаточной для практических целей точностью расчет можно вести по формуле

$$C_{in} = \sigma_i C_{i+1, i} \frac{\partial U_{\theta(i+1)}}{\partial U_n}.$$
 (4.12)

Величину $\partial U_{d(i+1)}/\partial U_n$ при вычислениях удобно находить по схеме

$$\frac{\partial U_{\partial(i+1)}}{\partial U_n} = \frac{\partial U_{\partial(i+1)}}{\partial U_{\partial(i+2)}} \cdot \frac{\partial U_{\partial(i+2)}}{\partial U_{\partial(i+3)}} \cdot \dots \cdot \frac{\partial U_{\partial(n-1)}}{\partial U_{\partial n}} \cdot \frac{\partial U_{\partial n}}{\partial U_n} \cdot$$

Нужно иметь в виду, что данные формулы относятся только к активным составляющим емкостей.

Примеры расчета емкостей по (4.12) будут даны в 4.4.6.

§ 4.3. ТЕТРОД

4.3.1. Действие экранирующей сетки в тетроде

В тетроде первая сетка обычно используется как управляющая, вторая — как экранирующая (см. рис. 4.1). Для того чтобы выяснить действие экранирующей сетки в электронной лампе, рассмотрим влияние сплошной металлической пластины Э, помещаемой между двумя другими металлическими пластинами С и А, на электростатическую связь между ними (рис. 4.9). Пусть в цепи пластины А содержится сопротивление R_a и вся схема питается переменным напряжением.



Рис. 4.9. Модели для выяснения экранирующего действия второй сетки тетрода (верхний ряд) и их электротехнические эквиваленты (нижний ряд)

Если пластины Э нет (рис. 4.9,а), схема представляет собой простую цепь из последовательно включенных емкости между пластинами С и А и сопротивления R_a, и по всем элементам схемы, в том числе и но R_a, протекает переменный ток. При наличии пластины (рис. 4.9, б) ею перехватываются все электрические силовые линии, идущие от пластины С к пластине А. Цепь переменного тока замыкается через емкость между пластинами С и Э и проводник от пластины Э к общей точке О. Через R_a ток проходить не будет, так как правая ветвь схемы замкнута накоротко проводником ЭО. Это наглядно видно по эквивалентной электрической схеме, приведенной на рисунке. Введением пластины Э, таким образом, достигается экранировка электрода А от электрода С. Иначе обстоит дело, если в цепи экрана содержится какой-либо элемент, представляющий собой сопротивление для переменного тока (R , рис. 4.9, в). Тогда экран теряет свое экранирующее действие, так как переменное падение напряжения, возникающее на R, ведет к появлению переменного тока через Э и А и сопротивление R_a. емкость между

Для экранирования анода от других электродов лампы внутри системы электродов сплошной экран использовать нельзя, так как

тогда электроны с катода не смогут пройти к аноду. Поэтому экраны по пути движения электронов выполняются в виде сеток; чем сильнее должно быть экранирующее действие, тем гуще делается сетка.

На экранирующую сетку всегда подается постоянный положительный потенциал, постоянный для того, чтобы обеспечить ее экранирую-

щее действие, положительный, — чтобы обеспечить токопрохождение через лампу. Так как первая сетка обычно имеет отрицательный потенциал, то-при отрицательном потенциале и второй сетки действующее напряжение в плоскости первой было бы отрицательным и лампа оказалась бы запертой. Напряжение экранирующей сетки обычно выбирают в преде-



Рис. 4.10. Схема включения тетрода

лах (0,5÷1,0) U_a. Положительное значение потенциала второй сетки приводит к тому, что катодный ток разделяется на анодный ток и ток второй сетки

$$I_{\rm sc} = I_{\rm a} + I_{\rm c2}. \tag{4.13}$$

Когда лампа работает в усилителе и на ее управляющую сетку подается переменное напряжение, то не только в анодной цепи, но и в цепи экранирующей сетки появляется переменная составляющая тока. Если теперь в цепи экранирующей сетки содержится какое-либо сопротивление (таким сопротивлением может быть и внутреннее сопротивление источника питания), то потенциал ее во время работы усилителя становится пульсирующим и ее экранирующее действие уменьшается. Для обеспечения постоянства потенциала экранирующей сетки между ней и катодом всегда включается конденсатор большой емкости, который шунтирует внешнюю цепь по переменному току (рис. 4.10).

4.3.2. Закон степени 3/2 для тетрода

Для вывода уравнения катодного тока в тетроде определим согласно 4.2.1 действующие напряжения в плоскостях второй сетки

$$U_{\partial 2} = \sigma_2 \left(D_2 U_{\partial 1} + U_{c2} + D_2 U_a \right)$$
(4.14)

и первой сетки

$$U_{\partial 1} = \sigma_1 \left(U_{c1} + D_1 U_{\partial 2} \right). \tag{4.15}$$

Учитывая, что обычно $U_{\partial l} \ll U_{c2}$ и $D'_2 < 0,1$, в (4.14) можно пренебречь членом $D'_2 U_{\partial_1}$ по сравнению с U_{c2} и записать

$$U_{\partial 2} \approx \sigma_2 \left(U_{c2} + D_2 U_s \right). \tag{4.16}$$

Тогда (4.15) принимает вид

$$U_{\partial 1} = \sigma_1 (U_{c1} + \sigma_2 D_1 U_{c2} + \sigma_2 D_1 D_2 U_a), \qquad (4.17)$$

а І_в согласно (4.1) будет равно

$$I_{\rm R} = G\sigma_1^{3/2} \left(U_{\rm c1} + \sigma_2 D_1 U_{\rm c2} + \sigma_2 D_1 D_2 U_2 \right)^{3/2}. \tag{4.18}$$

Это выражение и представляет собой закон степени 3/2 для тетрода.

4.3.3. Токораспределение в тетроде

Из-за наличия в тетроде двух положительных электродов, второй сетки и анода, ход анодно-сеточных и анодных характеристик тетрода определяется не только закономерностями изменения катодного тока, но и токораспределением.

Так как в тетроде напряжение первой сетки по модулю обычно мало по сравнению с напряжением второй, то тангенциальные составляющие скоростей, приобретаемые электронами при прохождении первой сетки, всегда на много меньше скоростей, сообщаемых им полем второй. Поэтому практически можно пренебречь влиянием первой сетки на направление вектора скорости электронов в плоскости второй сетки и рассматривать тетрод с точки зрения токораспределения как триод, получающийся при изъятии первой сетки из тетрода. Тогда на основании (3.177) для коэффициента токопрохождения в режиме перехвата можно записать

$$q = 1 - \frac{2c_2}{p_3} \sqrt{\frac{U_{c2}}{U_{\partial 2}}} \left[1 - \frac{1}{2\ln \frac{p_2}{2\pi c_3}} \left(1 - \frac{U_{c3}}{U_{\partial 2}} \right) \right], \quad (4.19)$$

где c_2 , p_2 , U_{c2} и U_{d2} — соответственно радиус проволоки навивки, шаг навивки, напряжение и действующее напряжение второй сетки, а U_{c2}/U_{d2} с учетом (4.16) равно

$$\frac{U_{c2}}{U_{\partial 2}} = \frac{1}{\sigma_2 \left(1 + D_2 \frac{U_8}{U_{c2}} \right)} \,. \tag{4.20}$$

Таким же образом можно получить выражение для *q* в режиме возврата.

Согласно (4.19) и (4.20) *q* практически не зависит от напряжения первой сетки. Это объясняется тем, что обычно $|U_{c2}| \gg |U_{c1}|$ и вторая сетка настолько густая, что электрические поля по обе ее стороны можно считать независимыми друг от друга.

Так как в тетроде оба положительных электрода расположены рядом, то на токи за счет распределения электронов, летящих с катода, накладывается еще динатронный эффект.

4.3.4. Статические характеристики тетрода

I. Виды статических характеристик тетрода

Статические характеристики тетрода, в зависимости от того, напряжение какого электрода принимается за аргумент, делят на следующие группы.

a) Характеристики по напряжению первой сетки: катодно-сеточная

 $I_{\mu} = f(U_{c1})$ при U_{c2} , $U_{a} = \text{const}$;

анодно-сеточная

 $I_a = f(U_{c1})$ гри U_{c2} , $U_a = \text{const};$

экранно-сеточная

 $I_{c2} = f(U_{c1})$ при U_{c2} , $U_a = \text{const.}$

б) Характеристики по напряжению второй сетки (их принято называть экранными):

катодно-экранная

 $I_{\mathbf{k}} = f(U_{\mathbf{c}_2})$ при $U_{\mathbf{c}_1}$, $U_{\mathbf{a}} = \text{const}$;

анодно-экранная

 $I_a = f(U_{c2})$ при U_{c1} , $U_a = \text{const}$;

экранная

 $I_{c2} = f(U_{c2})$ при $U_{c1}, U_{a} = const.$

 в) Характеристики по анодному напряжению: катодно-анодная

 $I_{\kappa} = f(U_a)$ при U_{c1} , $U_{c2} = \text{const}$;

анодная

 $I_{a} = f(U_{a})$ при U_{c1} , $U_{c2} = \text{const};$

экранно-анодная

 $I_{c2} = f(U_a)$ при U_{c1} , $U_{c2} = const.$

Каждую из этих зависимостей можно представить в виде семейства характеристик, параметром которого является одно из напряжений, поддерживаемых постоянным для отдельной характеристики.

В приведенный перечень не включены характеристики тока первой сетки, полагая, что она, как управляющая, имеет отрицательный потенциал. Если отбросить это ограничение, то к характеристикам группы а) добавляется сеточная характеристика, группы б) — сеточно-экранная и группы в) — сеточно-анодная.

Практическое значение анодной и анодно-сеточной характеристик то же, что у триода: они служат для анализа работы лампы. Характеристики по напряжению второй сетки используются, в основном, для выбора рабочей точки при разработке новой аппаратуры.

II. Характеристики по напряжению первой сетки

Начало катодно-сеточной характеристики находится из условия *I*_к = 0. Тогда на основании (4.18) получаем для напряжения запирания

$$U_{c_{1}3au} = -\sigma_2 (D_1 U_{c2} + D_1 D_2 U_a).$$
(4.21)

Член $D_1 D_2 U_a$ очень мал по сравнению с первым членом в скобке, так что положение начальной точки в основном зависит от значений D_1 и U_{c2} . Дальнейший ее ход определяется законом степени 3/2.



Рис. 4.11. Катодно-сеточная, анодно-сеточная и экранносеточная характеристики тетрода



Рис. 4.12. Влияние напряжений анода U_a и экранирующей сетки U_{c2} на ход анодно-сеточных п экранно-сеточных характеристик тетрода:

 $\begin{array}{c|c} & & - & \operatorname{npu} & U'_{c2}, & U'_{a} \\ \hline & - & - & - & \operatorname{npu} & U'_{c2}, & U'_{a} \\ \hline & & & - & - & \operatorname{npu} & U'_{c2}, & U'_{a} \\ \hline & & & & - & \operatorname{npu} & U'_{c2}, & U'_{a} \\ \end{array} \right\} U'_{a} > U''_{a} > U''_{a} \\ \end{array}$

Анодно-сеточная и экраино-сеточная характеристики начинаются в той же точке на оси абсцисс, что и катодно-сеточная, и также подчиняются закону степени 3/2, так как токораспределение практически от U_{c1} не зависит (рис. 4.11). Влияние U_a на ход этих характеристик незначительно. Их начальная точка из-за густоты второй сетки согласно (4.21) практически от U_a не зависит. С изменением U_a из-за изменения коэффициента токораспределения только несколько изменяется наклон анодно-сеточной и экранно-сеточной характеристик, причем меняется он в противоположные стороны (рис. 4.12). Если сравнивать эти характеристики при равных значениях U_a , но различных U_{c2} , то они будут отличаться не только наклоном, но согласно (4.21) и положением начальной точки. III. Характеристики по анодному напряжению

В связи с тем, что $U_{c2} > 0$, катодный ток имеется как при положительных, так и отрицательных значениях U_a . Согласно (4.18) I_R от U_a зависит слабо. Поэтому теоретически катодно-анодная характе-

ристика должна представлять собой плавную линию с малым наклоном. В действительности же она вблизи оси ординат с уменьшением U_a падает сильнее, чем это соответствует закону степени 3/2 (рис. 4.13). Это связано с тем, что при анодных напряжениях, когда лампа по токораспределению работает в режиме возврата, часть возврашающихся от анода электронов за счет инерции пролетает через вторую сетку и залетает в пространство первая сетка катод (см. рис. 4.5, траектории вида 6), увеличивая простран-ственный заряд перед катодом и вызывая этим уменьшение І. Число таких электронов растет с уменьшением U_a.

В связи с тем, что І в слабо зависит от U_a, анодные и экранно-анодные характеристики должны бы быть похожими на кривую токораспределения, приведенную ранее на рис. 3.33,а. В действительности же они при $U_{\rm s} < U_{\rm c2}$ резко искажаются за счет динатронного эффекта (рис. 4.13). На рис. 4.14 показано семейство анодных характеристик при Uc1 в качестве параметра. Хотя коэффициент вторичной эмиссии с анода и не зависит от U_{c1}, кривые с увеличением U_{г1} в начальной облас-









ти из-за более крутого подъема на вид становятся более плавными.

Нужно иметь в виду, что пологий участок анодных и экранноанодных характеристик соответствует режиму перехвата и не имеет ничего общего с явлением насыщения; каждому значению U_{c1} соответствует другой уровень пологого участка. Расстояния между ними при изменении U_{c1} на одинаковые ступени, в связи с нелинейным характером анодно-сеточной характеристики, неодинаковы. Они растут с изменением U_{c1} в сторону положительных значений.





Кривая для $I_{\rm в}$ подчиняется закону степени 3/2. Другие две характеристики зависят также от токораспределения. Положение начальной точки всех трех кривых определяется по (4.18) из условия

$$U_{c_{2,3ait}} = -\left(\frac{1}{\sigma_{2}D_{i}}U_{c_{1}} + D_{2}U_{a}\right).$$
(4.22)

Рис. 4.15. Характеристики тетрода по напряжению второй сетки

4.3.5. Применение тетродов

Перед тем, как перейти к возможности применения тетродов, установим, в какой мере у тетродов отсутствуют недостатки, имеющиеся у триодов (см. § 3.14).

1. Наличие экранирующей сетки ослабляет в тетроде, по сравнению с триодом, электростатическую связь анода с первой сеткой и катодом, что приводит к уменьшению частичных междуэлектродных емкостей C_{act} и C_{pk} . Тетрод, как и все многоэлектродные лампы, обычно работает в схеме с общим катодом. Тогда анод является выходным электродом, первая сетка — входным и емкость C_{act} — проходной емкостью лампы. Проходная емкость у тетродов в среднем в десятки раз меньше, чем у аналогичных триодов.

2. Усиление, даваемое тетродом, можно характеризовать общим статическим коэффициентом усиления. Смысл этого понятия заключается в том, чтобы сопоставить изменение потенциала выходного электрода с изменением потенциала входного в их воздействии на анодный ток. Тогда при схеме с общим катодом

$$\mu = -\frac{dU_a}{dU_{c1}} \Big|_{I_a} = \text{const}^*$$
(4.23)

Для того чтобы сравнить эту величину с статическим коэффициентом усиления триода, оценим, какое требуется изменение анодного напряжения, чтобы скомпенсировать действие на ток I_a изменения напряжения управляющей сетки на 1 В. Так как $I_a = q I_{\rm R}$, то влияние изменения U_a нужно рассматривать как наложение влияний его на $I_{\rm R}$ и q. Чтобы вызвать такое же изменение $I_{\rm H}$, как в триоде, изменение U_a в тетроде согласно (4.18) должно быть в $1/D_a$ раз боль-

ше. Если ограничиться режимом перехвата, в котором обычно используются тетроды, то q согласно (4.19) незначительно изменяется с U_{a} . Таким образом, при режиме перехвата влияние изменения U_{a} на I_{a} в тетроде намного слабее, чем в триоде. Это значит, что μ у тетрода в нормальных рабочих условиях значительно больше, чем у триода. Их величины в среднем отличаются на один порядок.

 Для эффективного усиления мощности требуются лампы с большим µ и «левыми» анодно-сеточными характеристиками. Как было указано ранее, увеличение µ тетрода, по сравнению с µ триода, зависит

в основном от величины D_2 и будет тем больше, чем меньше D_2 . Согласно (4.21) сдвиг анодно-сеточной характеристики тетрода по отношению к началу системы координат определяется главным образом величинами D_1 и U_{c2} и будет тем больше, чем больше D_1 . Следовательно, если сделать D_1 большим, а D_2 — малым, то получаются одновременно большое µ и «левые» характеристики.

Согласно этому сопоставлению экранированные тетроды должны хорошо работать в каскадах усиления напряжения высокой частоты, каскадах усиления мощности и в ламповых генераторах. В действительнос-



Рис. 4.16. Распределение потенциала в тетроде без учета пространственного заряда в статическом (---) и рабочем (-----) режимах при большом значении анодного тока

ти они, однако, мало применяются; причиной тому — динатронный эффект.

Так как на искажение формы статических характеристик тетродов в основном влияет вторичная эмиссия с анода, их нельзя использовать для усиления в условнях, когда U_a может стать меньше U_{c2} . Такое положение может возникнуть в рабочем режиме при большой амплитуде переменной составляющей анодного тока, даже если напряжение питания в анодной цепи E_a больше, чем U_{c2} (рис. 4.16). Это вытекает из (1.24), согласно которому $U_a = E_a - I_a R_a$.

Малые нелинейные искажения можно получить лишь при малых амплитудах усиливаемых сигналов (см. нагрузочные прямые на рис. 4.14). Поэтому тетроды практически не применяют в усилителях низкой частоты, особенно для усиления мощности, так как в этом случае амплитуды переменных составляющих токов и напряжений обычно велики.

При использовании тетродов в генераторах наличие динатронного эффекта приводит к уменьшению колебательной мощности (ср. на рис. 4.14 отрезки нагрузочной прямой от оси абсцисс до точки пересечения с характеристиками при наличии и отсутствии динатронного эффекта).

§ 4.4. ПЕНТОД

4.4.1. Действие защитной сетки в пентоде

Для того чтобы избавиться от динатронного эффекта, ограничивающего возможности использования тетрода, в электродную систему между экранирующей сеткой и анодом вводится дополнительная сетка, называемая антидинатронной или защитной. Таким образом получается пятиэлектродная лампа — пентод. Защитная



Рис. 4.17. Распределение потенциала в пентоде (без учета пространственного заряда) в продольных сечениях *I—I*, проходящем сквозь витки сеток, и *II—II*, проходящем через просветы между витками сеток сетка обычно выполняется очень редкой и должна иметь потенциал, близкий к потенциалу катода. В большинстве случаев ее можно прямо соединить с катодом. У тех пентодов, у которых не предполагается использовать третью сетку еще для каких-либо других целей, соединение с катодом производится непосредственно внутри баллона и тем самым сокращается количество необходимых вводов в ножке лампы.

Для объяснения действия третьей сетки удобно исходить из диаграммы распределения потенциала между катодом и анодом пентода. На рис. 4.17 это распределение показано в двух различных продольных сечениях лампы: проложенном через витки сеток и через середины просветов между

витками. Потенциал третьей сетки принят равным нулю. Кривые даны в упрощенном виде, без учета пространственного заряда. В сечении через витки I-I распределение построить просто, так как кривая в плоскостях электродов должна проходить через точки, соответствующие заданным потенциалам электродов. Но практически важнее распределение по сечению через просветы II-II, так как по этому пути движется основной поток электронов. Здесь кривая распределения потенциала идет более плавно, чем вдоль I-I. Это связано с тем, что потенциал посередине просвета между витками какой-либо сетки определяется не только потенциалом самой сетки, но и действующими потенциалами в плоскостях соседних по обе стороны электродов. В результате потенциал в плоскости третьей сетки по пути движения электронов не равен нулю, а имеет некоторое положительное значение U_{min} , составляющее обычно несколько десятков вольт.

Появление благодаря третьей сетке глубокого минимума потенциала между второй сеткой и анодом позволяет избавиться от динатронного эффекта. Вторичные электроны при выходе из анода за счет минимума сразу попадают в тормозящее поле, и, не долетая до третьей сетки, почти все возвращаются обратно к аноду, так как большая часть их имеет слишком малые начальные энергии (<20 эВ), чтобы преодолеть минимум. Поэтому потенциал анода без проявления динатронного эффекта может снижаться в рабочем режиме до значений, лишь на 20—30 В превышающих потенциал в минимуме, т. е. принимать значения, на много меньшие потенциала второй сетки. По тем же соображениям вторичные электроны, выбитые из второй сетки, при анодных напряжениях, больших U_{c2} , не могут перейти на анод. Первичные электроны в основной своей массе не задерживаются этим минимумом, так как потенциал катода, с которого они летят, значительно ниже потенциала минимума.

4.4.2. Закон степени 3/2 для пентода

У пентода, так же как у тетрода, характеристики токов анода и экранирующей сетки определяются наложением закономерностей токораспределения на закон изменения катодного тока. Однако в отличие от тетрода здесь отсутствует динатронный эффект.

Для вывода закона степени 3/2 для пентода приведем нентод к эквивалентному диоду. Тогда катодный ток выразится как

$$I_{\mu} = G U_{01}^{3/a}, \qquad (4.24)$$

где U_{д1} — действующее напряжение в плоскости первой сетки пентода.

Для получения развернутого выражения для $U_{\partial 1}$ напишем значение действующих напряжений в плоскостях всех трех сеток пентода. Принимая $U_{\rm H} = 0$ и $U_{\rm c3} = 0$, согласно (4.3) получаем

$$U_{\partial 3} = \sigma_3 \left(D_3 U_{\partial 2} + D_3 U_a \right), \tag{4.25}$$

$$U_{\partial 2} = \sigma_2 \left(D'_2 U_{\partial 1} + U_{c2} + D_2 U_{\partial 3} \right), \qquad (4.26)$$

$$U_{\partial 1} = \sigma_1 (U_{c1} + D_1 U_{\partial 2}). \tag{4.27}$$

Теперь подставляем (4.25) в (4.26) и группируем члены, содержащие U_{d^2} . Тогда

$$U_{\partial 2} \left(\frac{1}{\sigma_3} - \sigma_3 D_2 D_3' \right) = D_2' U_{\partial 1} + U_{c2} + \sigma_3 D_2 D_3 U_a.$$
(4.28)

Так как у реальных ламп обычно $D_2 < 0,1$ и $D'_3 < 0,5$ и так как $\sigma_3 < 1$, а $1/\sigma_2 > 1$, то с достаточной для практических целей точностью величиной $\sigma_3 D_2 D_3$ по сравнению с $1/\sigma_2$ можно пренебречь. Отсюда

$$U_{\partial 2} \approx \sigma_2 \left(D_2 U_{\partial 1} + U_{c2} + \sigma_3 D_2 D_3 U_3 \right). \tag{4.29}$$

Далее подставляя (4.28) в (4.27), группируя члены, содержащие $U_{\partial 1}$, и учитывая в соответствии с предыдущим, что $\sigma_2 D_1 D'_2 \ll 1/\sigma_1$, получаем для $U_{\partial 1}$

$$U_{\partial 1} \approx \sigma_1 (U_{c1} + \sigma_2 D_1 U_{c2} + \sigma_2 \sigma_3 D_1 D_2 D_3 U_3). \tag{4.30}$$

Как видно из сравнения (4.30) с (4.17), влияние анодного напряжения на $I_{\rm R}$ в пентоде еще слабее, чем в тетроде. Это обусловлено тем, что здесь между анодом и катодом расположена не одна, а две сетки, имеющие постоянный потенциал и тем самым оказывающие экранирующее действие.

У пентодов, предназначенных для усиления напряжения высокой частоты, экранирующая сетка обычно делается настолько густой, что $D_2 \ll 1$ и $D'_2 \ll 1$. Тогда можно считать, что $\sigma_2 = 1$ и в (4.29) пренебречь, по сравнению с U_{c2} ; слагаемыми $D'_2U_{\partial 1}$ и $\sigma_3D_2D_3U_a$, тем более, что, кроме того, $U_{\partial 1}$ мало по сравнению с U_{c2} , а $D_3 < 1$. С учетом этих упрошений

$$U_{\partial 2} \approx U_{c2}. \tag{4.31}$$

Отсюда при густой экранирующей сетке

$$U_{\partial 1} = \sigma_1 \left(U_{c1} + D_1 U_{c2} \right) \tag{4.32}$$

и уравнение (4.24) принимает вид

$$I_{\rm g} = G \,\sigma_1^{3/2} \, (U_{\rm c1} + D_1 \, U_{\rm c2})^{3/2} \,. \tag{4.33}$$

4.4.3. Токораспределение в пентоде

Расчет токораспределения в пентоде при низких по сравнению со второй сеткой потенциалах первой и третьей сеток можно свести, как и в случае тетрода, к расчету токораспределения в некотором эквивалентном триоде. Однако в пентоде условия токораспределения несколько иные, чем в тетроде, так как здесь электроны после прохождения второй сетки в промежутке между второй сеткой и третьей практически при любых значениях U, попадают в тормозящее электрическое поле. Что касается пространства между третьей сеткой и анодом, то нужно различать два случая: $U_a > U_{os}$, когда поле для электронов ускоряющее, и $U_a < U_{\partial 3}$, когда оно тормозящее. При $U_a > U_{\partial 3}$, что соответствует реальным рабочим условиям, триодом, эквивалентным пентоду с точки зрения токораспределения, будет такой, у которого сетка находится на месте второй сетки пентода и имеет потенциал, равный U_{д2}, а анод расположен на месте третьей сетки пентода и имеет потенциал U_{дз}. Такая замена пентода триодом возможна по двум причинам: во-первых, как уже указывалось в 4.3.3, потому, что при $U_{a1} \ll U_{a2}$ влиянием первой сетки на токораспределение можно пренебречь, во-вторых, потому, что при U > U электрическое поле между третьей сеткой и анодом для первичных электронов ускоряющее и поэтому они могут повернуть обратно ко второй сетке только в пространстве между второй и третьей. При U < U AN КОГДА ПОЛЕ ТОРМОЗЯЩЕЕ НЕ ТОЛЬКО МЕЖДУ ВТОРОЙ И ТРЕТЬЕЙ сетками, но и между третьей сеткой и анодом, эквивалентным триодом будет трнод, образуемый катодом, второй сеткой и акодом пентода.

Исходя из сказанного, расчет токораспределения в режиме перехвата в соответствии с (3.177) можно вести по формуле

$$_{g}q = 1 - \frac{2c_{2}}{p_{2}} \sqrt{\frac{U_{c2}}{U_{\partial 2}}} \left[1 - \frac{1}{2 \ln \frac{p_{2}}{2\pi c_{2}}} \left(1 - \frac{U_{c2}}{U_{\partial 2}} \right) \right], \quad (4.34)$$

где c_2 , p_2 , U_{c_2} и $U_{\partial 2}$ — радиус проволоки навивки, шаг навивки, напряжение и действующее напряжение второй сетки, а $U_{\partial 2}$ определяется выражением (4.29). В режиме возврата согласно (3.161) при $U_a > U_{a_2}$

$$q = \frac{4d_{c_{3}c_{2}}}{p_{2}} \frac{d_{c_{2}\kappa}}{d_{c_{3}\kappa}} \sqrt{\frac{U_{\partial 3}}{U_{\partial 2}}}, \qquad (4.35)$$

а при $U_a < U_{d^3}$

$$q = \frac{4d_{ac2} \ d_{c2tt}}{p_2 d_{att}} \sqrt{\frac{U_a}{U_{d2}}}, \qquad (4.36)$$

где $d_{c_{3c^2}}$, $d_{c_{2k}}$, $d_{c_{3k}}$ и d_{ak} — расстояния между электродами пентода в соответствии с индексами, а $U_{\partial 2}$ и $U_{\partial 3}$ определяются выражениями (4.29) и (4.25).

Приведенные формулы не дают точного результата, хотя и правильно отражают зависимость токораспределения от различных факторов. Как указывалось в 3.8.1, принятые за основу формулы для токораспределения в триоде сами по себе уже являются приближенными. При переносе их на пентол даваемая ими погрешность еще увеличивается в первую очередь из-за недостаточно точного учета условий прохождения электронов через плоскость третьей сетки. В приведенных формулах предполагается, что потенциал в плоскости третьей сетки везде одинаков и равен U_{аз}, в действительности же он около витков ниже, а в середине между ними выше. Поскольку третья сетка обычно редкая, разница между этими крайними значениями потенциала может быть сравнительно большой, т. е. распределение его очень неравномерное. Поэтому часть электронов, имеющих достаточно большую кинетическую энергию, чтобы преодолеть минимум потенциала, равный U_{ла}, не долетает до анода, а поворачивает около витков третьей сетки обратно ко второй (см. рис. 4.5, траектории электронов вида 4). Эта часть, очевидно, будет тем больше, чем меньше U_а по сравнению с U_{аз}. Возврат электронов от витков третьей сетки при режиме перехвата можно в грубом приближении учесть, добавляя к формулам для q множитель $1-c_3/p_3$.

Значение q снижается также за счет не учтенного в формулах отражения первичных электронов от анода (см. рис. 4.5, траектории электронов вида 5). Этот эффект тоже тем сильнее, чем меньше U_a , так как согласно [Л.4.2] с уменьшением энергии ударяющихся об анод электронов увеличивается коэффициент их упругого отражения.

Кроме этих явлений, не учтено в (4.34)—(4.36) и влияние объемного заряда в пространстве между второй сеткой и анодом. В реальных условиях вокруг третьей сетки образуется значительный отри-

9-286

цательный объемный заряд за счет торможения около нее проходящего через нее потока первичных электронов, а также за счет вторичных электронов, выбиваемых с анода и поворачивающих около нее обратно к аноду. Этот объемный заряд снижает потенциал в плоскости



третьей сетки по сравнению с его значением без этого заряда. Аналитически величину этого снижения учесть трудно. Поэтому при расчетах ограничиваются для Uaa выражением (4.25), относящимся к «холодному» полю. На токопрохождение это снижение влияет только в режиме возврата, где возврат электронов зависит от потентретьей циала в плоскости сетки. В режиме перехвата, когда $U_a > U_{aa}$, его, очевидно, не нужно принимать во внимание.

При оценке влияния перечисленных явлений на токораспре-

деление существенным является то, что оно при прочих равных условиях тем сильнее, чем меньше U_a . В результате фактическая кривая токораспределения по сравнению с расчетной не только смещена вниз, но и переходит из режима возврата в режим перехвата при больших значениях U_a/U_{c2} . В целом кривая получается более плавной и в рабочей области, соответствующей режиму перехвата, имеет больший наклон (рис. 4.18).

4.4.4. Статические характеристики пентода

Эти характеристики соответствуют тем же функциональным зависимостям, что и характеристики тетрода (см. 4.3.4), только добавляются характеристики по напряжению третьей сетки. Ход характеристик пентода определяется наложением закономерностей токораспределения на закон изменения катодного тока. За счет наличия третьей сетки он отличается от хода характеристики тетрода отсутствием динатронного эффекта и более слабым влиянием анодного напряжения на катодный ток.

Рассмотрим каждую группу характеристик.

а) Характеристики по напряжению первой сетки (рис. 4.19). Ход их такой же, как у тетрода, с той лишь разницей, что в выражении для напряжения запирания практически отсутствует член, содержащий U_a (рис. 4.20). Из условия $I_n = 0$ в соответствии с (4.33)

$$U_{c\,1\,\,\rm san} = -D_1 U_{c2} \tag{4.37}$$

б) Характеристики по напряжению второй сетки (рис. 4.21).
 Их ход в принципе не отличается от соответствующих характеристии



Рис. 4.19. Катодно-сеточная, анодно-сеточная и экранно-сеточная характеристики пентода



Рис. 4.20. Влияние анодного напряжения и напряжения экранирующей сетки на ход анодно-сеточных и экранно-сеточных характеристик пентода:







Рис. 4.21. Катодно-экраиная. аподно-экраиная и экраиная характеристики пентода

9*



тетрода. Однако аналогично (4.37) здесь с достаточной для практических целей точностью

$$U_{\rm c\,2\,\,san} = -U_{\rm c1}/D_{\rm 1} \tag{4.38}$$

в) Характеристики по анодному напряжению (рис. 4.22 и 4.23). Эти характеристики из-за отсутствия динатронного эффекта сущест-

венно отличаются от соответствующих характеристик тетрода. Их ход почти точно соответствует кривой токораспределения. Соображения относительно хода характеристик катодного тока и физической



Рис. 4.23. Семейства анодных характеристик пентода типа 6Ж32П при использовании в качестве параметра напряжения: $a - U_{c1}$: $b - U_{c2}$: $e - U_{c3}$ сущности пологого участка анодных характеристик те же, что и в случае тетрода.

Следует обратить внимание на то, что у представленных на рис. 4.23 семейств анодных характеристик уровень пологого участка повышается не только при увеличении U_{c1} , но и при увеличении U_{c2} . Подъем уровня кривых с увеличением U₆₂ объясняется тем, что ток I при этом растет быстрее, чем уменьшается коэффициент токопрохождения q (см. рис. 4.21). Значение U_{сз}, к которому относится характеристика, в основном влияет на ту ее часть, которая соответствует режиму возврата. Чем отрицательнее U_{с3}, тем больше



Рис. 4.24. Характеристики пентода по напряжению третьей сетки

значение U_a , при котором появляется анодный ток, и тем поэже происходит переход в режим перехвата (рис. 4.23,*s*). Последнее вытекает из (4.35) и (4.34), согласно которым коэффициент токораспределения в режиме возврата с ростом отрицательного значения U_{cs} значительно уменьшается, а в режиме перехвата изменяется мало.

г) Характеристики по напряжению третьей сетки (рис. 4.24). Так как при достаточно густой второй сетке значение U_{c3} согласно (4.32) на U_{a1} практически не влияет, то аналогично характеристикам по U_a форма этих характеристик определяется только закономерностями токораспределения. Катодный ток согласно (4.33) от U_{c3} не дол-

жен зависеть; наблюдаемые изменения объясняются таким же образом, как и у характеристик $I_{\rm R} = f(U_{\rm a})$. Ток $I_{\rm c2}$ до появления $I_{\rm a}$ совпадает с $I_{\rm R}$. Ток $I_{\rm a}$ появляется при $U_{\partial 3} = 0$, что соответствует напряжению запирания.

$$U_{\rm c\,3\,san} = -(D_3' U_{\rm c2} + D_3 U_{\rm a}). \tag{4.39}$$

Так как у большинства пентодов третья сетка редкая, то U_{с3зап} имеет по модулю обычно сравнительно большое значение. С увеличением U_{с3} ход кривой для I_а вначале определяется закономерностью режима возврата, затем перехвата.

4.4.5. Статические параметры пентода

Из большого числа возможных статических параметров (см. 3.12.1) практический интерес представляют параметры S_{acl} , R_i и μ , а в некоторых особых случаях и параметры S_{kcl} и μ_{c2cl} .

I. Крутизиа характеристики катодного и анодного токов

Крутизна характеристики катодного тока по напряжению первой сетки определяется как

$$S_{\text{KCI}} = \frac{\partial I_{\text{K}}}{\partial U_{\text{CI}}}.$$
(4.40)

Так как катодный ток в пентоде, подобно анодному в триоде, подчиняется закону степени 3/2, то для $S_{\rm sc1}$, по аналогии с крутизной характеристики триода, можно вывести расчетную формулу

$$S_{\text{RCI}} = a I_{\text{R}}^{I_3}, \tag{4.41}$$

где *а* — постоянная крутизны, зависящая только от геометрических размеров системы электродов.

Крутизна характеристики анодного тока по напряжению первой сетки

$$S_{\rm ac\,1} = \frac{\partial I_{\rm a}}{\partial U_{\rm cl}}.\tag{4.42}$$

Учитывая, что

$$I_{a} = q I_{\kappa} \tag{4.43}$$

и что q, как видно из (4.34), от U_{c1} практически не зависит, на основании (4.40) и (4.42) для связи между S_{ac1} и S_{ac1} легко получить уравнение, подобное (4.43):

$$S_{ac1} = q S_{kc1},$$
 (4.44)

откуда

$$S_{ac1} / S_{Kc1} = I_a / I_K.$$
 (4.45)

Далее, используя (4.41) и (4.43), из (4.44) можно получить

 $S_{\rm ac\,1} = aq^{*/_{\rm B}}I_{\rm a}^{1/_{\rm B}}$

Вводя обозначение

$$a' = aq^{*/s},$$
 (4.46)

S₂₀₁ можно выразить в виде

$$S_{ac\,1} = a' I_a^{V_c} \tag{4.47}$$

В режиме перехвата, где q слабо зависит от напряжений электродов, a' практически будет величиной постоянной, и для расчета крутизны характеристики пентода получается выражение, подобное формуле для расчета крутизны характеристики триода.

П. Внутреннее сопротивление

При выводе формулы для расчета внутреннего сопротивления пентода удобно рассматривать не само сопротивление R₁, определяемое как

$$R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}$$

а обратную величину, представляющую собой проводимость промежутка анод — катод лампы

$$\frac{1}{R_i} = \frac{\partial I_a}{\partial U_a}$$
(4.48)

На основании (4.43), учитывая, что q и $I_{\rm R}$ в общем случае являются функциями от $U_{\rm a}$, (4.48) можно представить в виде

$$\frac{1}{R_i} = \frac{\partial (q I_{\kappa})}{\partial U_a} = q \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial U_a} + I_{\kappa} \frac{\partial q}{\partial U_a}.$$
(4.49)

Таким образом общая проводимость лампы состоит из двух составляющих. Первая учитывает влияние анодного напряжения на катодный ток. Ее величина определяется действием потенциала анода через три сетки на поле перед катодом, т. е. определяется общей проницаемостью системы электродов D. Сопротивление, соответствующее этой составляющей проводимости, обозначим R, с индексом D

$$\frac{1}{R_{iD}} = q \, \frac{\partial l_{\mathrm{R}}}{\partial U_{\mathrm{a}}} \,. \tag{4.50}$$

Вторая составляющая представляет собой проводимость, возникающую за счет изменения токораспределения при изменении U_a. Соответствующее ей сопротивление обозначим R_i

$$\frac{1}{R_{iq}} = I_{\rm K} \frac{\partial q}{\partial U_{\rm a}}.$$
 (4.51)

Тогда общую проводимость можно записать как

$$\frac{1}{R_i} = \frac{1}{R_{iD}} + \frac{1}{R_{iq}}.$$
(4.52)

В соответствии с (4.52) внутреннее сопротивление пентода можно представить как параллельное соединение сопротивлений R_{iD} и R_{iq} (рис. 4.25,*a*).



Рис. 4.25. Эквивалентная схема внутреннего сопротивления пентода: *a* — без разложения *R*_{*iq*} на составляющие; *б* — с разложением *R*_{*iq*} на составляющие

Теперь определим каждую составляющую отдельно. Начнем с R_{iD} . Так как в (4.50) содержится производная $I_{\rm R}$ по $U_{\rm a}$, то в (4.24) для $U_{\partial 1}$ нужно использовать выражение, возможно более полно учитывающее влияние $U_{\rm e}$, т. е. уравнение (4.30). Записывая (4.50) в виде

$$\frac{1}{R_{iD}} = q \frac{\partial I_{ii}}{\partial U_{ci}} \cdot \frac{\partial U_{ci}}{\partial U_{\partial i}} \cdot \frac{\partial U_{\partial i}}{\partial U_{a}}$$

рассмотрим каждую производную отдельно. Согласно (4.40)

$$\frac{\partial I_{\mathsf{K}}}{\partial U_{\mathsf{c}1}} = S_{\mathsf{K}\mathsf{c}1}.$$

Дифференцируя (4.30) по Uc1 и по Ua, получаем

$$\frac{\partial U_{\partial 1}}{\partial U_{c_1}} = \sigma_1,$$
$$\frac{\partial U_{\partial 1}}{\partial U_{c_2}} = \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 D_1 D_2 D_3$$

Отсюда с учетом (4.44)

$$\frac{1}{R_{iD}} = S_{ac1} \, a_2 a_3 \, D_1 D_2 D_3. \tag{4.53}$$

Сложнее определение R_{iq} . Ограничимся рассмотрением его для режима перехвата, так как практически используются только участки анодных характеристик, соответствующие этому режиму. При выводе формул для расчета токораспределения в режиме перехвата предполагалось, что из пространства между второй сеткой и анодом

нет возврата электронов на вторую сетку, т. е. что ток второй сетки составляют лишь электроны, попадающие на нее в прямом направлении. Однако, как указывалось в 4.4.3, в пентоде ток второй сетки определяется не только этими электронами, но и теми, которые возвращаются от витков третьей сетки, и теми, которые отражаются от анода. Так как число возвращающихся электронов во всех трех случаях зависит от величины U_a , проводимость $1/R_{iq}$ нужно рассматривать как сумму трех составляющих (рис. 4.25,6):

$$\frac{1}{R_{iq_1}} = \frac{1}{R_{iq_1}} + \frac{1}{R_{iq_2}} + \frac{1}{R_{iq_3}},$$
(4.54)

где R_{iq1} — проводимость за счет изменения с U_a числа электронов, прямо налетающих на вторую сетку; R_{iq2} — проводимость за счет изменения с U_a числа первичных электронов, возвращающихся от витков третьей сетки; R_{iq3} — проводимость за счет изменения с U_a числа первичных от асчет изменения с U_a числа первичных от акода.

1/*R*_{*iq1} легко найти, если в (4.51) для q* подставить (4.34) и произвести дифференцирование по схеме</sub>

$$\frac{1}{R_{iq1}} = I_{\rm g} \frac{\partial q}{\partial U_{\partial 2}} \cdot \frac{\partial U_{\partial 2}}{\partial U_{\rm g}}.$$

При этом, используя для U_{а2} выражение (4.29), получаем

$$\frac{1}{R_{iq1}} = I_{\kappa} \sigma_2 \sigma_3 D_2 D_3 \frac{c_2}{p_2} \sqrt{\frac{U_{c2}}{U_{\partial^3 2}}} \left[1 - \frac{1}{2\ln \frac{p_2}{2\pi c_2}} \left(1 - 3 \frac{U_{c2}}{U_{\partial 2}} \right) \right].$$
(4.55)

Для $1/R_{iq2}$ и $1/R_{iq3}$ расчетных формул, пригодных для практики, получить не удается. Число электронов, отраженных от витков третьей сетки, зависит от распределения потенциала в ее плоскости и распределения перед ней первичных электронов по тангенциальным составляющим скоростей. Последнее аналитически представить трудно. Поэтому R_{iq2} реально может быть определено только методом численного интегрирования. Величину R_{iq3} можно вычислить, зная коэффициент упругого отражения электронов от анода и его зависимость от U_{a} .

При определении величин R_{iq2} и R_{iq3} , кроме условий отражения электронов от анода и витков третьей сетки, нужно учитывать еще следующее. Часть отраженных электронов не сразу попадает на витки второй сетки, а до этого совершает вокруг нее колебательное движение. При этом отдельные из них могут залетать в пространство между первой сеткой и катодом (см. рис. 4.5, траектории вида 6). Это приводит к увеличению пространственного заряда перед катодом, уменьшению I_{κ} и тем самым к дополнительному снижению R_{i} .

Хотя рассмотрение отдельных составлящих R_i из-за сложности их определения и не приводит к практически пригодной формуле для расчета R_i , оно все же является полезным, так как раскрывает физические процессы, определяющие величину R_i , и позволяет установить пути воздействия на величину R_i в том или другом направлении.

Рассмотрим теперь, каков в реальных лампах удельный вес отдельных составляющих общего сопротивления и насколько полно они в совокупности отражают истинную картину явлений. Соотношение между основными составляющими R₁, параллельно включенными сопротивлениями R_{1D} и R_{ia}, в первую очередь зависит от густоты второй сетки. При редкой второй сетке, как это имеет место в выходных пентодах, R, определяется в основном величиной R, D; R, a обычно в 5-8 раз больше R_{1D}. При густой второй сетке, как у пентодов для усиления напряжения высокой частоты, наоборот, решающей является величина R_{1a}. Удельный вес отдельных составляющих R_{1a} можно оценить по данным, приводимым в литературе для типичной конструкции высокочастотного пентода; именно этот случай в литературе рассматривается наиболее полно, так как при использовании пентода для усиления высокой частоты вопрос о величине R, особенно важен. Значения, вычисленные без учета влияния отраженных электронов на пространственный заряд перед катодом, следующие [Л.4.2]:

$$R_{in} = 5.9 \text{ MOm}$$

$$R_{iq1} = 40 \text{ MOM}; \quad R_{iq} = \left(\frac{1}{R_{iq1}} + \frac{1}{R_{iq2}} + \frac{1}{R_{iq3}}\right)^{-1} = 1,23 \text{ MOM};$$

$$R_{iq2} = 2 \text{ MOM}; \quad R_i = \left(\frac{1}{R_{iD}} + \frac{1}{R_{iq}}\right)^{-1} = 1,02 \text{ MOM}.$$

 $R_{iq^3} = 3,5$ MOM;

С учетом влияния отраженных электронов на пространственный заряд перед катодом R_i уменьшается до 0,75 МОм [Л.4.3]. Величина R_i , измеренная на реальной лампе, — 0,55 МОм. Разница между измеренной величиной и результатом расчета, таким образом, составляет около 40%. При сложности имеющих место явлений такой результат можно считать вполне удовлетворительным. Следует обратить внимание на то, какую большую роль в работе высокочастотного пентода играет отражение электронов от витков третьей сетки и анода.

В режиме возврата, особенно при малых U_a , R_i за счет сильной зависимости q от U_a имеет значительно меньшую величину.

III. Общий коэффициент усиления µ

Общий коэффициент усиления

$$\mu = -\frac{dU_a}{dU_{c1}}\Big|_{I_a = \text{ const}}$$
(4.56)

из-за сложности процессов, определяющих токораспределение, трудно вычислить непосредственно. Для его определения обычно прибегают к «внутреннему» уравнению

$$\mu = S_{acl} R_l, \tag{4.57}$$

благодаря своей универсальности действительному и в случае пентода.

Зависимость параметров от напряжений электродов

Эти зависимости в связи с наличием токораспределения отличны от соответствующих зависимостей для триода. Рассмотрим их для режима перехвата.

Зависимость S_{ac1} от напряжений легко определить, исходя из выражения (4.47), согласно которому S_{ac1} пропорционально $I_a^{1/3}$, и из известного хода характеристик анодного тока.



Рис. 4.26. Зависимость анодного тока и параметров пентода от напряжений электродов:

з — от напряжения первой сетки; б — от напряжения второй сетки; в — от акодного напряжения

При анализе зависимости R_i от напряжений электродов нужно исходить из того, что за счет экранирующей сетки взаимодействие между электрическими полями по обе стороны от нее довольно слабое. Зависимость $R_i = f(U_{c1})$ определяется тем, что R_{iD} пропорционально $1/S_{ac1}$, а изменение составляющих R_{iq} при изменении U_{c1} определяется в основном изменением величины $1/I_{R}$. Так как $S_{ac1} \bowtie I_{R}$ оба увеличиваются по мере того, как U_{c1} становится более положительным, то R_i с ростом U_{c1} должно уменьшаться. Зависимость $R_i = f(U_a)$ определяется соответствующими изменениями составляющих R_{iq} , так как R_{iD} от U_a практически не зависит. Согласно (4.55) R_{iq1} с ростом U_a увеличивается. Одновременно с U_a увеличиваются и R_{iq2} и R_{iq3} , так как согласно 4.4.3. при этом уменьшается доля электронов, отражающихся от анода и витков третьей сетки. Таким образом, R_i с ростом U_a увеличивается. Подобным же образом можно установить ход зависимости $R_i = f(U_{c2})$.

Кривые для μ на основании (4.57) можно получить из соответствующих кривых для S_{ac1} и R_i . Так как R_i , как показывает анализ, сильнее изменяется при изменении напряжений электродов, чем S_{ac1} , то основное влияние на кривые для μ оказывают кривые для R_i . Поэтому при увеличении R_i всегда увеличивается и μ , только более медленно, когда S_{ac1} одновременно уменьшается.

Типичные зависимости параметров пентода от напряжений электродов при работе его в режиме перехвата даны на рис. 4.26.

V. Простейшие методы определения статических параметров пентода

Для определения статических параметров пентода применяются те же методы, что и для параметров триода: графический по характеристикам и метод двух точек. Но при определении параметров этими методами в случае пентода может возникнуть следующее затруднение. В реальных условиях пентоды обычно работают в режиме перехвата, т. е. на пологом участке анодной характеристики. При очень большом значении R_i наклон этого участка может стать настолько малым,



Рис. 4.27. К методике определения параметров пентода по характеристическому треугольнику

что не удается построить на нем характеристический треугольник. а также выполнить по замкнутому циклу измерения по методу двух точек. Это видно по рис. 4.27, где изображены анодные характеристики пентода с большим R_i и для сравнения-трнода, а также показаны характеристические треугольники для определения параметров в заданной точке А (треугольники АВС). Для получения большего соответствия в их расположении треугольник для триода построен над характеристикой, а не под ней, как обычно. Вершина С характеристического треугольника при графическом построении находится как точка пересечения горизонтальной линии, проведенной через точку В, с соседней характеристикой. В случае высокочастотного пентода она в большинстве случаев будет лежать вправо далеко за пределами рисунка, т. е. практически ее получить нельзя. Поэтому в этом случае S_{act} и R_i не определяются из общего треугольника. S_{act} определяется из точек A и B, соответствующих одному и тому же значению U_a , а R_i — из специального треугольника ADE. Так как характеристики очень пологие, то при определении R_i для получения достаточно большого приращения анодного тока (ΔI_a) приращение анодного напряжения (ΔU_{a}) приходится делать большим (до 100-150 В). Треугольник при этом нужно располагать так, чтобы не заходить в крутую начальную область характеристики. Поэтому приращение ΔU_{s} рекомендуется брать в сторону увеличения U_{s} .

Если нельзя получить точку C, т. е. замкнуть характеристический треугольник и определить μ непосредственно по характеристикам, то μ находят путем расчета по (4.57) на основании ранее полученных вначений S_{act} и R_{t} .

4.4.6. Междуэлектродные емкости и рабочие параметры пентода

Согласно определению, данному в 3.13.7, междуэлектродные емкости пентода запишутся как

$$C_{\rm ex} = C_{\rm cis} + C_{\rm cs\,ci} + C_{\rm cs\,ci}, \tag{4.58}$$

$$C_{\rm BMX} = C_{\rm att} + C_{\rm ac2} + C_{\rm ac3}, \tag{4.59}$$

$$C_{\rm npox} = C_{\rm acl}, \tag{4.60}$$

где С_{сік}, С_{ссеї} и т. д. — частичные емкости между парами электродов соответственно индексам.

Определение частичных емкостей (однако только их активных составляющих) производится по (4.12). При плоской системе электродов и площади катода F исходное выражение для расчета, например, емкости $C_{\text{сгст}}$ будет

$$C_{c2\,c1} = \sigma_1 \frac{\varepsilon_0 F}{d_{c2\,c1}} \cdot \frac{\partial U_{\partial 2}}{\partial U_{c2}}$$

Отсюда, используя (4.29) для U_{да} и пренебрегая малыми величинами второго порядка,

$$C_{22 \text{ cl}} = \sigma_1 \sigma_2 C_{\overline{22 \text{ cl}}},$$

где $C_{\frac{c_0}{c_2}\frac{F}{c_1}} = \frac{c_0}{d_{c_2}}\frac{F}{c_1}$ – емкость между сплошными электродами на мес-

те сеток С₁ и С₂. Аналогично

$$C_{\rm acl} = \sigma_1 C_{\rm c2\,cl} \frac{\partial U_{\partial 2}}{\partial U_{\rm a}},$$

откуда с учетом (4.29)

$$C_{ac1} = \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 D_2 D_3 C_{\overline{c2c1}} \,. \tag{4.61}$$

Из этого уравнения видно, что в пентоде благодаря экранирующему действию второй и третьей сеток $C_{\rm прох}$ значительно меньше, чем в триоде. Однако согласно (4.58) и (4.59) за счет частичных емкостей между этими сетками и входным и выходным электродами $C_{\rm вх}$ и $C_{\rm вых}$ здесь по сравнению с триодом заметно возрастают.

Рабочие параметры пентода определяются, как и в триоде, по формулам (3.258), (3.261) и (3.262). Однако в случае пентода с очень большим внутренним сопротивлением (это обычно имеет место у пентодов
для усиления высокой частоты) можно считать, что $R_{\rm a}/Rt \ll 1$ и, следовательно, $S_{\rm p} \approx S$. Тогда (3.261) принимает вид

$$k_{\mu} = -SR_{a}. \tag{4.62}$$

Этим во многих случаях значительно упрощаются радиотехнические расчеты.

4.4.7. Триодное включение пентода

Для унификации ламп в аппаратуре или при отсутствии триодов с подходящими параметрами в качестве триода иногда используют пентод в триодном включении, соединяя вторую сетку с анодом. Третью сетку, если она имеет отдельный вывод, лучше присоединять не к катоду, а также к аноду, так как при этом получаются меньшая входная емкость и меньший ток второй сетки.

Все характеристики здесь, как и в триоде, определяются законом степени 3/2. -

Параметры лампы в триодном включении (индекс «т») следующим образом связаны с параметрами ее как пентода. Так как анодный ток при триодном включении равен катодному току пентода, то триодная крутизна S_{τ} равна крутизне катодного тока пентода $S_{\text{кст.}}$ а коэффициент усиления при триодном включении μ_{τ} — коэффициенту усиления второй сетки по первой при постоянстве катодного тока. В режиме перехвата, где коэффициент токораспределения почти постоянен, анодный ток можно считать пропорциональным катодному. Это дает возможность приравнять μ_{τ} коэффициенту μ_{c2c1} , отнесенному к постоянному анодному току. Значение μ_{c2c1} , где это требуется, приводнтся в справочниках, а R_{tr} определяется по известным S_{τ} и μ_{τ} из внутреннего уранения триода.

4.4.8. Применение пентодов

Установим сначала, способствует ли наличие в системе электродов защитной сетки дальнейшему улучшению, по сравнению с тетродом, тех показателей, которые ограничивали возможности использования триодов:

 поскольку потенциал защитной сетки постоянен, то за счет нее достигается лучшая, чем у тетрода, экранировка анода от управляющей сетки, что ведет к дальнейшему снижению проходной емкости;

2) так как защитная сетка дополнительно ослабляет по сравнению с тетродом влияние потенциала анода на токораспределение и поле перед катодом, то µ при прочих равных условиях становится больше;

3) в связи с тем, что U_{c3} обычно равно нулю и множитель, стоящий при U_a в уравнениях для U_{d1} , как в случае тетрода, так и в случае пентода очень мал, то напряжение запирания по управляющей сетке при прочих равных условиях в обоих случаях практически одно и то же.

Таким образом, пентоды имеют все достоинства тетродов, не обладая при этом основным его недостатком — динатронным эффектом.

Это дает возможность использовать их в качестве активного элемента при решении большинства задач, возникающих в схемной электронике. Благодаря такой универсальности пентод в настоящее время является самым распространенным видом электронных ламп.

В связи с малой проходной емкостью, даже меньшей, чем у тетрода, пентод является наиболее подходящей лампой для усиления колебаний высокой частоты.

Возможность получить достаточно «левые» анодно-сеточные характеристики одновременно с большим μ позволяет эффективно использовать пентоды для усиления колебаний низкой частоты как по напряжению, так и мощности. Перед триодами они в этом случае обладают тем преимуществом, что позволяют благодаря большому μ получать большой коэффициент усиления по напряжению, перед тетродами — что дают возможность усиливать сигналы большой амплитуды без того, чтобы возникала опасность появления существенных нелинейных искажений.

Пентоды широко используются и в качестве генераторных ламп. Как и триоды, пентоды различного назначения конструктивно выполняются по-разному для получения оптимального значения того параметра, который в данном случае является решающим. Так, пентоды для усиления напряжения высокой частоты выполняются с особенно густой второй сеткой, чтобы уменьшить активную составляющую проходной емкости, а для уменьшения ее пассивной составляющей снабжаются системой внутренних экранов. У пентодов для усиления колебаний низкой частоты, где не нужна малая величина проходной емкости, вторую сетку можно делать более редкой. Благодаря этому возрастает коэффициент токопрохождения и при том же катодном токе увеличиваются анодный ток и выходная мощность.

§ 4.5. ТЕТРОДЫ С ПОДАВЛЕННЫМ Динатронным Эффектом

Как уже указывалось в 4.4.1, для подавления динатронного эффекта, имеющего место в тетроде, необходимо между его второй сеткой и анодом создать достаточно глубокий минимум потенциала. Одно из решений этой задачи уже рассматривалось и заключалось в введении между этими электродами дополнительной, третьей сетки с достаточно низким (обычно нулевым) потенциалом. Это решение привело к пятиэлектродной лампе, пентоду. Однако минимум потенциала между двумя положительными электродами, в данном случае второй сеткой и анодом, можно получить, не используя дополнительную сетку, если между ними создать достаточно плотный отрицательный объемный заряд.

Условия существования минимума потенциала в пространстве между двумя положительными электродами рассматривались в § 3.9. Там было показано, что минимум потенциала будет тем глубже, чем больше:

а) плотность электронного потока, входящего в рассматриваемый междуэлектродный промежуток;

б) расстояние между обоими положительными электродами.

Исходя из этого необходимую плотность отрицательного объемного заряда в пространстве между второй сеткой и анодом можно получить следующими путями:

 фокусировкой электронного потока в продольном сечении лампы путем выполнения первой и второй сеток с одинаковым шагом навивки и расположением их друг относительно друга так, чтобы их витки находились в створе, т. е. были расположены на одинаковых уровнях

(рис. 4.28,*a*); просветы между витками первой сетки при этом действуют как цилиндрические собирательные линзы и в результате этого электронный поток с катода разбивается на отдельные электронные лучи с повышенной плотностью электронов;

2) расположением межлу второй сеткой И анодом по сторонам от системы электродов так называемых лучеобразующих пластин, боковых экранов, имеющих потенциал катода и сжимающих электронный поперечном сечении B поток лампы (рис. 4.28.6);

 расположением анода на достаточно большом расстоянии от второй сетки.

В зависимости от требуемой глубины минимума указанные возможности используются одновременно или только частично. Так, например, в лампах для усиления напряжения высокой частоты, где размах изменения



Рис. 4.28. Устройство лу чевого тетро да: а — продольное сечение: б — поперечное сечение: ЛП — лучеобразующие пластины

U, в рабочем режиме не особенно велик, можно ограничиться третьей возможностью. Использование первого пути здесь нежелательно, так как при выборе шага второй сетки, равным шагу первой, вторая сетка становится довольно редкой и проходная емкость лампы — большой. В лампах для усиления мощности низкой частоты в связи с большой амплитудой усиливаемых сигналов используются все три возможности одновременно. Тетроды, в которых электронный поток в результате использования всех трех возможностей собран в отдельные лучи с повышенной плотностью электронов. называются лучевыми. Условное обозначение такой системы показано на рис. 4.29.

Рассмотрим некоторые особенности лучевых тетродов. Особое взаимное расположение витков обеих сеток кроме того, что способст-

вует возникновению минимума, еще приводит и к тому, что витки второй сетки оказываются как бы в «электрической тени» витков первой и поэтому на них попадает мало электронов. Отсюда I_{c3} в



Рис. 4.29. Условное обо-

значение лучевого тет-

тины

рода: ЛП — лучеобразующие пласэтих лампах значительно меньше, чем в обычных тетродах, а коэффициент токораспределения k соответственно больше (обычно в 2—3 раза).

Статические характеристики лучевых тетродов мало отличаются от характеристик пентодов. Характеристики по напряжению первой и второй сеток почти такие же, как соответствующие характеристики пентодов. Небольшое отличие состоит лишь в том, что U_a вследствие отсутствия третьей сетки несколько сильнее влияет на их ход.



I — пентода; 2 — лучевого тетрода

Особенности их анодных характеристик следующие (рис. 4.30). 1. Так как минимум потенциала между второй сеткой и анодом возникает не за счет третьей сетки, а за счет отрицательного объемного заряда, то электрическое поле в плоскости минимума более равномерное, чем в пентоде. Поэтому электроны около минимума слабее отклоняются в сторону, тангенциальные составляющие их скоростей меньше и возврат их на вторую сетку прекращается при меньших значениях U_a. Это приводит к более крутому начальному подъему характеристик и более раннему их переходу в режим перехвата (рис. 4.31).

2. При малых I_a пространственный заряд перед анодом может быть недостаточным для полного подавления динатронного эффекта. Поэтому характеристики для больших отрицательных U_{cl} в начальной части могут иметь небольшие провалы (см. рис. 4.30, кривые для $U_{cl} = -15$ в и - 20 В).

3. У некоторых лучевых тетродов характеристики на начальном подъеме прогибаются к оси абсцисс и для различных U_{c1} переплетаются (см. рис. 4.30, кривые для $U_{c1} = +5$ В и +10 В). Это связано с

возникновением в этих режимах виртуального катода в плоскости минимума.

Лучевые тетроды используются в качестве генераторных ламп и ламп для усиления мощности низкой частоты; из-за редкой второй сетки они для усиления напряжения высокой частоты мало подходят. Особенно широкое распространение они получили для усиления мощности низкой частоты, почти полностью вытеснив применявшиеся ранее для этой цели пентоды. Это вызвано более благоприятной формой их анодных характеристик в связи с более ранним переходом их из режима возврата в режим перехвата. Последнее дает возможность получать от лампы при прочих равных условиях бо́льшую выходную мощность, так как удлиняется (см. рис. 4.31) на отрезок *АА'* участок нагрузочной прямой, который можно использовать при работе.

§ 4.6. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ С КАТОДНОЙ СЕТКОЙ

І. Действие катодной сетки

Для некоторых целей требуются лампы малых габаритов, имеющие в нормальных рабочих режимах очень большую крутизну характеристики (до 50 мА/В) или пригодные для работы при пониженных на-

пряжениях электродов (U <<100 В). В лампах, у которых первая управляющая, сетка большую крутизну можно получить или увеличением размеров электродов. или уменьшением расстояния между катодом. первой сеткой H Практически чаше используется второй способ, так как первый обычно ведет к увеличению габаритов ламп и мощности накала. Однако при малых междуэлектродных расстояниях увеличивается опасность коротких замыканий между электродами в результате их деформации под действием нагрева во время работы. Поэтому возможности уменьшения междуэлектродных расстояний ограничены.

Указанную выше задачу можно решить, не прибегая к малым междуэлектродным расстояниям, если между первой сеткой И поместить катодом сетку, на которую подан Heбольшой положительный ПО-



Рис. 4.32. Распределение потока электронов на электроды (а) и распределение потенциала с учетом объемных зарядов (б) в пентоде с катодной сеткой и лучеобразующими пластинами:

— распределение потенинала в продольном сечении по виткам сеток; — — — то же, зерез просоеты между витками сеток; ЛП — лучеобразующие пластивы; ек — виртуалышы катод; С_{СКЭ} — электрически действующее расстояние управляющая сетка — катод (стрелки на рис, а указывают направлевие движения потоков электронов) тенциал (<10 В). Такую сетку называют к а тод ной. При наличии ее управляющей становится вторая сетка. Назначение катодной сетки заключается в том, чтобы создавать в непосредственной близости перед управляющей сеткой виртуальный катод. Это достигается ся следующим образом (рис. 4.32). За счет положительного потенциала катодной сетки электроны с катода на пути до этой сетки сильно ускоряются и поэтому входят в пространство между катодной и управляющей сетками с большой скоростью. В этом пространстве они сильно тормозятся, так как вторая сетка как управляющая имеет отрицательный потенциал. В результате при соответствующих величинах действующих напряжений в плоскостях первой и второй сеткой возникает виртуальный катод. Таким образом как бы переносится эмиттирующая поверхность катода с его геометрической поверхности в непосредственную близость второй сетки.

Условия возникновения виртуального катода и законы токопрохождения при его наличии применительно к триоду подробно рассматривались в § 3.9. При переносе этих закономерностей на лампу с катодной сеткой использованным там величинам U_a, U_a, I, I_a и d_{ac} соответствуют, сохраняя последовательность перечисления, $U_{\partial 1}$ действующее напряжение в плоскости катодной сетки, U_{d2} — действующее напряжение в плоскости управляющей сетки, Іст по ток, соответствующий потоку электронов, проходящих через плоскость катодной сетки, Ісупр — ток соответствующий потоку электронов, проходящих через плоскость управляющей сетки, d_{ckcv} — расстояние катодная сетка -- управляющая сетка. Так как в формулах для расчета тока с виртуального катода в сторону анода в качестве междуэлектродного фигурирует расстояние от виртуального катода до следующего за ним электрода [ср. (3.196)], то благодаря катодной сетке можно получить малое электрически действующее расстояние катод — управляющая сетка при больших реальных расстояниях между всеми электродами. В данном случае электрически действующее расстояние катод — управляющая сетка d_{ck9} равно $d_{ckcy} - x_m$, где x_m — расстояние виртуального катода от катодной сетки (оис. 4.32,б).

 Статические характеристики ламп с катодной сеткой

В настоящее время используются лампы с катодной сеткой, системы электродов которых имеют две сетки (тетроды с катодной сеткой), три сетки (пентоды с катодной сеткой) и три сетки с лучеобразующими пластинами (пентоды с катодной сеткой и лучеобразующими пластинами) (рис. 4.33). По своим свойствам эти лампы аналогичны лампам без катодной сетки, имеющим на одну сетку меньше, т. е. тетроды с катодной сеткой — триодам, пентоды с катодной сеткой тетродам и т. д. Характеристики анодного тока этих ламп в основных иертах подобны характеристикам аналогичных им ламп без катодной сетки, но в их деталях есть различия. Рассмотрим их на примере характеристик пентода с катодной сеткой и лучеобразующими пластинами. Начнем с зависимостей ог напряжения второй сетки, которая при наличии катодной сетки явля-



Рис 4.33. Системы электродов ламп с катодной сеткой: *a* – тетрод с катодной сеткой; *б* – пентод с катодной сегкой; *v* – пентод с катодной сеткой и лучеобразующима пластинами (ЛП)

ется управляющей (рис. 4.34). На катодный ток $I_{\rm R}$ вторая сетка в принципе должна влиять слабо, так как между первой и второй сетками имеется виртуальный катод. Наблюдаемые практически изменения $I_{\rm R}$ объясняются так же, как в случае катодно-анодной характеристики

пентода. Ток катодной сетки Іск равен I_и, пока лампа заперта, и становится меньше І, при появлении анодного тока. Кривые анодного тока І, и тока экранирующей сетки Іса начинаются при отрицательных значениях U_{го}, величина которых определяется условием U_{а2} =0. Дальнейший их ход соответствует анодной характеристике триода при наличии виртукатода между сеткой и ального анодом (см. рис. 3.53). При Приординат ближении к оси они становятся более пологими и при $U_{c2} > 0$ идут почти горизонтально. Это обусловлено тем, что напряжение управляющей сетки вследствие экрани-





рующего действия катодной сетки слабо влияет на поле перед катодом и ток катода в основном вависит от напряжения катодной сетки. При переходе к положительным значениям U_{c2} почти все электроны, прошедшие катодную сетку, попадают на экранирующую сетку и анод и дальнейшее увеличение напряжения управляющей сетки не приводит к заметному росту I_{c3} и I_{a} .

Анодные характеристики пентода с катодной сеткой и лучеобразующими пластинами почти такие, как у обычного пентода. Однако несколько отлично их взаимное расположение в семействе, где параметром является напряжение управляющей сетки U_{c2} (рис. 4.35). В то время как у обычного пентода расстояние между уровнями поло-



Рис. 4.35. Анодные характеристики пентода с катодной сеткой и лучеобразующими пластинами

виях обычно в 2—3 раза превышает анодный, т. е. катодный ток у. этих ламп очень плохо используется.

§ 4.7. ЛАМПЫ С УСИЛЕНИЕМ ЗА СЧЕТ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ

Получить большую крутизну, не прибегая к малым междуэлектродным расстояниям, можно не только при помощи катодной сетки, но и путем использования явления вторичной эмиссии электронов. В от-

личие от предыдущего, когда вторичная эмиссия приводила к появлению нежелательного явления, динатронного эффекта, она здесь играет положительную роль, давая возможность улучшить параметры лампы.

Принципиальное устройство лампы с внутренним усилением за счет вторичной эмиссии следующее (рис. 4.36). Кроме группы электродов, соответствующей системе тетрода или пентода, в лампе содержится сплошной электрод D. предназначенный получения ДЛЯ вторичных электронов и называемый линодом. Он должен иметь высокий положительный потенциал по отношению к катоду, чтобы обеспечить достаточно большой коэффициент вторичной эмиссии (обычно~3), однако его потенциал должен быть ниже потенциала

 $\begin{array}{c}
\underline{I_{a}}\\
\underline{I_{a}}$

Рис. 4.36. Система электродов пентода со вторичной эмиссией и принципиальная схема его включения (стрелки внутри баллона показывают направление движения потоков электронов)

анода (обычно на 30--50%). Динод располагается в системе электродов за сетками рядом с анодом. Конструктивно система электродов выполняется так, чтобы поток электронов, проходящий через плоскость последней сетки системы электродов, не мог попасть на анод, минуя динод. Динод, таким образом, играет роль анода пентодной или тет-

тик с ростом напряжения управляющей сетки монотонно увеличивается, оно здесь при приближении и нулю опять уменьшается. Это объясняется различием в ходе зависимости анодного тока от напряжения управляющей сетки. Существенный недоста-

гих участков характерис-

существенный недостаток ламп с катодной сеткой заключается в том, что ток катодной сетки в нормальных рабочих услородной части лампы. Попадающие на динод электроны, имея кинетическую энергию, соответствующую напряжению динода, выбивают из него вторичные электроны, которые затем под действием более высокого потенциала анода переходят на анод. Если ток, соответствующий потоку электронов, проходящему через плоскость последней сетки системы, обозначить I_n , то в обычном тетроде, предполагая отсутствие динатронного эффекта, или в обычном пентоде I_a будет равен I_n . В лампе с усилением за счет вторичной эмиссии, если σ — коэффициент вторичной эмиссии динода, I_a будет в σ раз больше

$$I_{\rm n} \doteq \sigma I_{\rm n}. \tag{4.63}$$

Такое же соотношение получается для соответствующих значений крутизны. Определяя крутизну лампы с динодом как

$$S_{\rm ac\,I} = \frac{\partial I_{\rm a}}{\partial U_{\rm cI}}$$

и учитывая, что о от U_{a1} не зависит и что в системе без динода крутизна равна $S_a = \partial I_a / \partial U_{a1}$, на основании (4.63) имеем:

$$S_{ac1} = \sigma S_{n}. \tag{4.64}$$

Перейдем к статическим характеристикам этих ламп. По сравнению с набором характеристик пентода, здесь добавляются характеристики, связанные с током динода I_{ann} и его напряжением U_{ann} , например, анодно-динодные $I_a = f(U_{ann})$, динодно-анодные $I_{ann} = f(U_a)$ и т. д. При рассмотрении характеристик тока динода нужно иметь в виду, что в нормальном рабочем режиме $I_{дин}$ — в связи с с тем, что $\sigma > 1$ — течет по внешней цепи в направлении, противоположном обычному.



Рис. 4.37. Характеристики пентода со вторичной эмиссией по анодному напряжению



Рис. 4.38. Семейство анодных характеристик пентода со вторичной эмиссией

Характеристики $I_a = f(U_{c1})$ и $I_a = f(U_{c2})$ по ходу ничем не отличаются от соответствующих характеристик пентода с той лишь разницей, что значения I_a в σ раз больше.

Характеристики $I_{\text{дин}} = f(U_{\text{cl}})$ и $I_{\text{дин}} = f(U_{\text{c2}})$ подобны соответст вующим характеристикам анодного тока, только значения токов $\frac{\sigma-1}{\sigma}$ раз меньше. Характеристики в зависимости от U_{α} (рис. 4.37

идут иначе, чем у обычного пентода, лишь I_{x} , как и там, от U_{a} почт



Рис. 4.39. Анодно-диодная и диодная характеристики пентода со вторичной эмиссией

не зависит. Пока $U_a < U_{aut}$, анодны ток практически отсутствует, так кан вторичные электроны с динода не мо гут перейти на анод, а ток динода ра вен qI_n, где q — коэффициент токопрохождения пентодной или тетролной части системы электродов ($q = I_n/I_s$). Когда U_а становится больше U_{дин}, кривая для І, круто поднимается вверх до значения ої, и затем переходит в почти горизонтальный участок. Так как $I_a + I_{\text{лин}} = qI_{\text{R}} = \text{const}$, то $I_{\text{лин}}$ с ростом U_a соответственно уменьшается, при $U_a \approx U_{дин}$ меняет знак и затем по модулю растет до значения ($\sigma - 1$) I_n . Семейство анодных характеристик при Ue1 в качестве параметра показано на рис. 4.38.

Так как в качестве выходного электрода лампы можно использовать и ди-

нод, интерес представляют также динодные характеристики (рис. 4.39). Они примечательны тем, что на них при приближении значения $U_{\rm дин}$ к $U_{\rm a}$ в связи с прекращением перехода вторичных электронов с динода на анод появляется довольно протяженные падающие участки, т. е. участки с отрицательными значениями внутреннего сопротивления. Эти участки можно использовать, например, для создания автогенераторов.

ГЛАВА 5

многоэлектродные лампы с двумя управляющими сетками

В радиотехнике иногда возникает необходимость изменять анодный ток лампы в зависимости от двух различных сигналов. Это в принципе можно было бы осуществить при помощи тетрода, используя обе сетки как управляющие. Но практически тетрод для этого непригоден, так как на управляющие сетки обычно подаются отрицательные



Рис. 5.1. Тетрод (а) и пентод (б) как лампы с двойным управлением

потенциалы и лампа при двух следующих друг за другом отрицательных сетках всегда была бы «запертой». Кроме того, частичная емкость между обенми соседними сетками Согот довольно велика и создает обратную связь между цепями значительную обоих сигналов (рнс. 5.1,а). Тетрод можно использовать как лампу с двойным управлением лишь в логических схемах в качестве элемента, реагирующего на совпадение или несовпадение двух событий: лампа, например, отпирается, когда на обе сетки одновременно поступает положительное напряжение. Практически для двойного управления подходят лишь лампы с тремя и более сетками. При использовании трехсеточной лампы (пентода) вторая сетка имеет постоянный положительный потенциал и действует как экранирующая (рис. 5.1,6). Этим ликвидируются недостатки, присущие тетроду при работе его с двойным управлением.

§ 5.1. СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ

В пентодах с двойным управлением управляющими являются первая и третья сетки. Принципы управления анодным током при помощи этих двух сеток различны. При изменении потенциала первой сетки изменяется пространственный заряд перед катодом и зависимости



Рис. 5.2. Семейство характеристик пентода $I_a = f(U_{c1})$ при U_{c3} в качестве параметра (интервалы между значениями U_{c3} одинаковы)-



Рис. 5.3. Семейство характеристик пентода $I_a = f_1(U_{c3})$ при U_{c1} в качестве параметра (интервалы между значениями U_{c1} одпнаковы)

 I_{u} , I_{a} н I_{c2} от U_{c1} в первом приближении определяются степени 3/2. законом При изменении потенциала третьей сетки изменяется токорасмежлу второй пределение сеткой и анодом и характетоков в их цепях ристики определяются закономерностями токораспределения. При управлении третьей сеткой условия должны быть подобраны такими. чтобы лампа работала в режиме возврата, так как в режиме перехвата изменение /, с изменением U_{са} очень незначительно и поэтому острота управления очень мала.

Основной интерес представляют семейства характеристик анодного тока по напряжению одной управляющей сетки при напряжении другой в качестве параметра. Ход этих характеристик в отдельности был уже рассмотрен в гл. 4. На рис. 5.2 показано семейство характеристик $I_{a} = f(U_{c1})$ при U_{c3} в качестве параметра. Так как согласно (4.37) напряжение запирания ПО первой сетке практически не зависит от U_{сз}, кривые для различных значений Ucs все исходят из одной и той же точки на оси абсцисс. Характеристики семейства $I_a = f(U_{ca})$ при U_{с1} в качестве параметра (рис. 5.3.) тоже имеют общую начальную точку.

так как согласно (4.39) напряжение запирания по третьей сетке практически не зависит от U_{c1} . Следует обратить внимание на то, что характер изгиба характеристик обоих семейств различен, так как в одном случае он определяется законом степени 3/2, в другом — закономерностями токораспределения.

Из числа возможных статических параметров наибольшее значение имеют крутизны характеристик анодного тока по напряжению обеих управляющих сеток

$$S_{\rm ac1} = \frac{\partial I_{\rm a}}{\partial U_{\rm c1}},\tag{5.1}$$

$$S_{ac3} = \frac{\partial I_a}{\partial U_{c3}}, \qquad (5.2)$$

и внутреннее сопротивление лампы

$$R_l = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}.$$

По своему численному значению S_{асз} обычно меньше S_{асі}; разница зависит от конструкции лампы и режима ее работы.

Для характеристики процесса двойного управления дополнительно к этим параметрам вводится специальный статический параметр, коэффициент двойного управления k_{xy} , который характеризует зависимость крутизны характеристики анодного тока по одной управляющей сетке от напряжения другой и определяется как

$$k_{\rm a.y} = \frac{\partial S_{\rm ac1}}{\partial U_{\rm c3}},\tag{5.3}$$

или

$$k_{\rm ay} = \frac{\partial S_{\rm acs}}{\partial U_{\rm cl}}; \tag{5.4}$$

Оба определения идентичны. Это вытекает из следующего преобразования:

$$\frac{\partial S_{ac1}}{\partial U_{c3}} = \frac{\partial}{\partial U_{c3}} \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_{c1}} \right) =$$
$$= \frac{\partial^2 I_a}{\partial U_{c1} \partial U_{c3}} = \frac{\partial}{\partial U_{c1}} \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_{c3}} \right) =$$
$$= \frac{\partial S_{ac}}{\partial U_{c1}}. \quad (5.5)$$

Величина $k_{1,y}$ обычно указывается в м A/B^2 .

Согласно определению коэффициент k_{ay} равен тангенсу угла наклона касательной к кри-





вым $S_{ac1} = f(U_{c3})$ или $S_{ac3} = f(U_{c1})$ и соответственно может быть найден по ним графически. Зависимости $S_{ac1} = f(U_{c3})$ или $S_{ac3} = f(U_{c1})$ можно построить по семействам характеристик анодного тока, представленным на рис. 5.2 и 5.3. Так, например, для построения кривой $S_{ac1} = f(U_{c3})$ при заданном значении напряжения первой сетки U_{c10} на рис. 5.2 через точку оси абсцисс, соответствующую этому напряжению, проводят вертикальную линию и в местах пересечения ее с характеристиками путем построения треугольников находят значения S_{ac1} при различных значениях U_{c3} . Полученные величины располагают в системе координат $S_{ac1} - U_{c3}$. По построенной таким образом кривой (рис. 5.4) значение $k_{n.y}$, например, при $U_{c2} = U_{c3}^{c3}$ (точка A) можно определить из ΔABC как

$$k_{\rm g,y} = \frac{S_{\rm ac\,1}^{\rm (IV)} - S_{\rm ac\,1}^{\prime\prime\prime}}{U_{\rm c\,3}^{\rm (IV)} - U_{\rm c\,3}^{\prime\prime\prime}}$$

Величина $k_{n,y}$, как и крутизна характеристики, зависит от значения напряжений электродов.

§ 5.2. ДВУХСЕТОЧНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ. ПАРАМЕТРЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Основной областью применения ламп с двойным управлением является преобразование частоты, широко используемое в радиоприемной технике при необходимости сдвига частотного спектра принимаемо-





 принимаемый сигнал; б — сигнал посла преобразования частоты несущего тока

го высокочастотного сигнала. Суть этого процесса состоит в следующем. Пусть приемником принимодулированный мается высокочастотный сигнал с несущей частотой f. (рис. 5.5,а). Задача заключается в том, чтобы изменить несущую частоту, сохранив неизменной огибающую сигнала (рис. 5.5,б). Для этого на принимаемый модулированный сигнал в приемнике налагается не-

модулированное высокочастотное колебание с частотой, несколько отличной от f_c . В -результате появляется новое модулированное колебание с огибающей, подобной огибающей принимаемого сигнала, и с несущей частотой, равной разности частот обоих высокочастотных колебаний. Вспомогательное немодулированное колебание создается в самом приемнике маломощным автогенератором, называемым г е т е р о д и н о м. Элемент схемы, в котором напряжение сигнала и напряжение гетеродина накладываются друг на друга, называется смесителем, а часть схемы, охватывающая смеситель и гетеродин — преобразовать телем (рис. 5.6). Для того чтобы в кривой напряжения на выходе смесителя содержалась гармоническая составляющая, не имевшаяся в кривых напряжений, подаваемых на вход, необходимо, чтобы преобразование, которому подвергается сигнал в преобразователе, было нелинейным. Так как электронные лампы имеют нелинейные характеристики, их можно использовать для преобразования частоты. Это относится не только к многоэлектродным лампам, но и к диодам и триодам.

В зависимости от количества электродов используемых ламп напряжения сигнала и гетеродина подаются оба на один и тот же электрод или на разные электроды. Механизм преобразования в обоих случаях несколько различен.

1. При использовании диода в качестве смесителя напряжения сигнала и гетеродина включаются последовательно в цепь анода лампы, при использовании триода — в цепь управляющей сетки. Такое преобразование соответственно называется дио дны м или о дно-

включении

сеточным. При напряжений в цепь одного и того же электрода они одновременно воздействуют на каждый слой потока электронов. проходящего по лампе. Для того чтобы при этом на выходе смесителя могла получиться гармоника новой частоты, необходимо работать на нелинейном участке соответствующей характеристики лампы.

2. При использовании в качестве смесителя многоэлектродной лампы Гетеродин Рис. 5.6. Функциональная схема васка

обоих

VПDавляющих

да преобразования частоты

напряжения сигнала и гетеродина можно подавать на различные сетки системы электродов. Такой вид преобразования называется д в у х с е т о ч н ы м. В этом случае оба управляющих напряжения воздействуют на один и тот же слой потока электронов в лампе не одновременно, а одно за другим; их действия на электронный поток здесь не складываются, как в первом случае, а перемножаются. Так как перемножение даже линейных функций дает уже нелинейную зависимость ($ax \cdot bx = cx^2$), то здесь отпадает необходимость работать на нелинейных участках характеристик. Поэтому при двухсеточном преобразовании возможен более рациональный выбор рабочей точки лампы и тем самым более эффективное преобразование.

Преобразование частоты является промежуточным этапом обработки сигнала в приемнике и получаемая при этом разностная частота соответственно называется промежуточной (f_{np}) . Так как частота гетеродина f, делается обычно выше частоты сигнала fc, то

$$f_{\rm np} = f_{\rm r} - f_{\rm c}.$$

Название «промежуточная» не характеризует «высоту» полученной разностной частоты. Частота f_{np} всегда является высокой и может быть даже выше, чем f_c . Поэтому смесительные лампы должны обладать всеми особенностями ламп, предназначенных для работы на высоких частотах.

Теперь рассмотрим более подробно, как при двухсеточном преобразовании в анодной цепи лампы получается ток промежуточной частоты. В качестве смесительной лампы используем пентод. Пусть напряжение сигнала u_c будет подано на первую сетку лампы, напряжение гетеродина u_r — на третью сетку (рис. 5.7). Пусть напряжение сме-



Рис. 5.7. Принципиальная схема включения пентода как двухсеточного смесителя

щения в цепи первой сетки будет E_{c_1} , в цепи третьей — E_{c_3} . В результате напряжения первой и третьей сеток будут

$$u_{c1} = E_{c1} + u_{c},$$

 $u_{c3} = E_{c3} + u_{p}.$

Тогда ток в анодной цепи будет представлять собой функцию независимых переменных uc1 и uc3;

$$\iota_a = f(u_{c1}, u_{c3}).$$

Разложим теперь эту функцию в ряд, используя для этого ряд Тэйлора для функций двух переменных.

$$f(x+h, y+k) = f(x, y) + \frac{\partial f(x, y)}{\partial x}h + \frac{\partial f(x, y)}{\partial y}k + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial x^2}h^2 + 2\frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial x \partial y}hk + \frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial y^2}k^2\right] + \dots,$$

где h и k — приращения переменных x и y. Полагая $x = E_{c_1}$, $h = u_c$, $y = E_{c_3}$ и $k = u_r$, получим для l_a :

$$i_{a} = f(E_{c1}, E_{c3}) + \frac{\partial f(E_{c1}, E_{c3})}{\partial E_{c1}} u_{c} + \frac{\partial f(E_{c1}, E_{c3})}{\partial E_{c3}} u_{r} +$$

$$+ \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^{2} f(E_{c1}, E_{c3})}{\partial E_{c1}^{2}} u_{c}^{2} + \frac{\partial f(E_{c1}, E_{c3})}{\partial E_{c1} \partial E_{c3}} u_{c} u_{r} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^{2} f(E_{c1}, E_{c3})}{\partial E_{c3}^{2}} u_{r}^{2} + \dots$$
(5.5)

В этом ряде выражение $f(E_{c1}, E_{c3})$ представлет собой анодный ток в рабочей точке I_{a0} , $\frac{\partial f(E_{c1}, E_{c3})}{\partial E_{c1}}$ — крутизну анодного тока по напряжению первой сетки S_{ac1} , $\frac{\partial f(E_{c1}, E_{c3})}{\partial E_{c3}}$ — крутизну анодного тока по напряжению третьей сетки S_{ac3} , $\frac{\partial^2 f(E_{c1}, E_{c3})}{\partial E_{c1}}$ — коэффициент двойного управления $k_{a.v}$. Подставляя эти величины в (5.5), получаем

$$i_{a} = I_{a0} + S_{ac1} u_{c} + S_{ac3} u_{r} + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} u_{r}^{2} + k_{a.y} u_{c} u_{r} + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac3}}{\partial E_{c3}} u_{r}^{2} + \dots$$
(5.6)

Полагая для упрощения выкладок, что *u*_c и *u*_r чисто синусоидальны,

$$u_{\rm c} = U_{\rm cm} \cos \omega_{\rm c} t,$$

$$u_{\rm r} = U_{\rm rm} \cos \omega_{\rm p} t,$$

где «с и «г — соответственно круговая частота напряжений сигнала и гетеродина, (5.6) можно представить в виде

$$i_{a} = I_{a0} + S_{ac1} U_{cm} \cos \omega_{c} t + S_{ac3} U_{rm} \cos \omega_{r} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac{1}{2} \frac{\partial S_{ac1}}{\partial E_{c1}} U_{cm}^{2} \cos^{2} \omega_{c} t + \frac$$

$$+ k_{n,y} U_{cm} U_{rm} \cos \omega_c t \cos \omega_r t + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial S_{acs}}{\partial E_{cs}} U_{rm}^2 \cos^2 \omega_r t + \dots \qquad (5.7)$$

Учитывая, что по правилам тригонометрии

$$\cos^2 a = \frac{1}{2} (1 + \cos 2a), \tag{5.8}$$

$$\cos a \cos \beta = \frac{1}{2} \cos (a + \beta) + \frac{1}{2} \cos (a - \beta),$$
 (5.9)

переменные составляющие анодного тока, согласно (5.7), все будут иметь частоту или сигнала, или гетеродина, или им кратные, за исключением члена $k_{a,y}u_cu_r$, содержащего произведение u_cu_r . Его согласно (5.9) можно разложить на член с суммарной частотой ($\omega_r + \omega_c$) и член с разностной частотой ($\omega_r - \omega_c$). Последний и представлет собой ток промежуточной частоты

$$i_{\rm np} = \frac{1}{2} k_{\rm g.y} U_{\rm cm} U_{\rm rm} \cos \left(\omega_{\rm r} - \omega_{\rm c} \right) t. \qquad (5.10)$$

 $I_{\rm np\,m} = \frac{1}{2} k_{\rm p,y} U_{\rm cm} U_{\rm rm}.$ (5.11)

Она определяется как амплитудами напряжений сигнала и гетеродина. так и величиной коэффициента двойного управления и зависит от режима работы лампы.

Пля того чтобы выделить из анодного тока лампы составляющих промежуточной частоты и получить на выходе смесителя соответствующее переменное напряжение, в ее анодную цепь включается колебательный контур, настроенный на частоту fnp (рис. 5.7).

Для оценки эффективности процесса преобразования вводится специальный параметр, называемый крутизной преобразования и определяемый как отношение амплитуды тока промежуточной частоты к амплитуде напряжения сигнала

$$S_{\rm np} = \frac{I_{\rm np} m}{U_{\rm cm}}$$
 (5.12)

Она указывается, как обычно параметры вида крутизны, в мА/В. Если для I_{прт} подставить (5.11), то S_{пр} можно представить в виде

$$S_{\rm np} = \frac{1}{2} k_{\rm a.y} U_{\rm rm}.$$
 (5.13)

Из этого уравнения следует, что для увеличения S_{пр} напряжение гетеродина нужно делать побольше. Однако это имеет смысл только предела: дальнейшем до определенного при

Sact tgß=K_{ðu} Sacio U_{c3} 163 0 /2 m



увеличении U_{гт} значение І прт перестает расти и может даже падать. Это связано с нелинейностью зависимости $S_{ac1} = f(U_{c3})$ [Л.5.1]. У большинства смесительных ламп предел для значения U_{rm} лежит около 10 В.

Величина S_{пр} меньше статической крутизны S_{ac1}. Для ориентировочной оценки их отношения предположим, что зависимость $S_{ac1} = f(U_{c3})$, которая была представлена на рис. 5.4, линейна (рис. 5.8). Коэффициент двойного управления, равный тангенсу угла наклона этой прямой, тогда можно определить как

$$k_{\mathrm{a.y}} \approx \frac{S_{\mathrm{ac\,10}}}{U_{\mathrm{c\,a\,aan}}},$$

где S_{ac10} — значение S_{ac1} при $U_{c3} = 0$, т. е. значение S_{ac1} при ис-



пользовании лампы как обычного пентода, у которого третья сетка соединена с катодом; U_{a3} _{зап} — напряжение запирания по третьей сетке. Если двойную амплитуду напряжения гетеродина сделать равной U_{c3} _{зап}, то согласно рис. 5.8

$$k_{\text{g.y}} \approx \frac{S_{\text{ac 10}}}{2U_{\text{rm}}}$$

и в соответствии с (5.13)

$$S_{\rm np} \approx \frac{1}{4} S_{\rm ac10}. \tag{5.14}$$

Так же как и $k_{g.y}$, величина S_{np} зависит от значения напряжений электродов. Зависимости $S_{np} = f(U_{c1})$ и $S_{np} = f(U_{c3})$ по характеру изменения похожи на соответствующие зависимости статической крутизны S_{ac1} .

ГЛАВА

РАБОТА ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП На сверхвысоких частотах при малых углах пролета

§ 6.1. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП На сверхвысоких частотах

На частотах, бо́льших нескольких мегагерц, на работу электронных ламп начинает влиять ряд факторов, которые при более низких часто тах практически не играли роли и поэтому до сих пор не рассматрива



Рис. 6.1. Зависимость выходной мощности триода от частоты лись. Действие одних из этих факторов эквивалентно действию сопротивлений, включенных последовательэлектродов ламп, друно в цепь гих — действию проводимостей, шуних междуэлектродные тирующих промежутки. Эти эквивалентные сопи проводимости имеют ротивления степени активный в значительной характер и тем самым ухудшают эффективность работы лампы. Величина их возрастает с ростом часто-

ты, в результате чего лампа, начиная от некоторого предельного значения частоты, практически становится неработоспособной (рис. 6.1). Этот предел зависит от конструкции лампы и для наиболее «высокочастотных» ламп лежит около 10 ГГц (λ =3 см). Работа на еще более высоких частотах требует применения электронных приборов, основанных на другом принципе действия, чем лампы, рассматриваемые здесь.

Основные факторы, ухудшающие работу электронных ламп на сверхвысоких частотах, следующие:

- 1) междуэлектродные емкости;
- 2) индуктивности выводов;
- 3) время пролета электронов;
- 4) поверхностный эффект;
- 5) диэлектрические потери.

Рассмотрим влияние каждого фактора в отдельности.

 Влияние междуэлектродных емкостей на работу дамп при сверхвысоких частотах в принципе такое же, как и при более низких, только оно возрастает с ростом частоты. Роль междуэлектродных емкостей, отдельно взятых, уже подробно разбиралась при анализе работы ламп на высоких частотах; о влиянии их в совокупности с индуктивностями вводов будет сказано дальше.

2. Вводы ламп, не предназначенных специально для работы на СВЧ, обычно представляют собой прямолинейный провод круглого сечения. Индуктивность такого ввода при высоких частотах с достаточной для практических целей точностью определяется выражением [Л.6.1]

$$L = 2l \left(\ln \frac{4l}{d} - 1 \right) \cdot 10^{-7} [\Gamma], \tag{6.1}$$

где *1* — длина ввода; м; *d* — диаметр ввода, м.



Рис. 6.2. К определенню резонансной частоты лампы: a — скема генератора на трноде с учетом индуктивностей вводов и междуэлектродных емасстей: 6 — то же, при замкнутых накоротко внешних контурах; в — то же, что и 6, но после преобразования включения индуктивностей аведой в включение треугольником

Индуктивность ввода стеклянной лампы обычной конструкции в большинстве случаев — порядка 10⁻⁸ Г. Наличие таких индуктивностей в цепях электродов имеет следующие последствия.

а. Индуктивности вводов в совокупности с междуэлектродными емкостями уменьшают входное и выходное сопротивления лампы. Особенно вредно уменьшение входного сопротивления. В случае усилительной лампы это приводит к тому, что с ростом частоты на управление лампой требуется входной сигнал все возрастающей мощности, а в случае автогенератора, — что с ростом частоты все бо́льшая доля генерируемой высокочастотной мощности передается из выходной цени обратно во входную.

10 - 286

Вопрос о входном сопротивлении будет рассмотрен подробнее в § 6.3.

6. Индуктивности вводов в совокупности с междуэлектродными емкостями создают колебательные контуры, которые делают невозможной работу ламп на частотах выше определенного предела. На рис. 6.2, а приведена схема триодного генератора, собранного по схеме с общей сеткой, с учетом индуктивностей вводов и междуэлектродных емкостей. Рабочая частота генератора, равная резонансной частоте контуров, определяется выражением

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

где L и C — индуктивности и емкости каждого из контуров с учетом собственных индуктивностей и емкостей лампы. Наиболее высокая частота генерации, очевидно, получится, если L и C будут иметь наименьшие возможные значения, т. е. если закоротить контуры во внешних цепях электродов лампы (рис. 6.2,6). Если преобразовать звезду индуктивностей, образовавшуюся теперь вокруг точки О, в треугольник (рис. 6.2, в), то колебательная система генератора распадается на три независимых друг от друга так называемых парциальных к о н т у р а, резонансную частоту которых легко определить. Частота возбуждающихся в генераторе колебаний, очевидно, будет определяться резонансной частотой колебательной системы в целом, которая, как показывается в теории двухполюсников (см., например, [Л.6.2]), лежит между резонансными частотами парциальных контуров. Резонансная частота, соответствующая совокупности собственных индуктивностей и емкостей лампы, называется резонансной час т о т о й лампы. Выше этой частоты лампу практически использовать нельзя. Как легко установить по численным значенияминдуктивностей вводов и междуэлектродных емкостей, резонансная частота триодов с проволочными вводами обычно лежит в пределах 150 ÷ 600 МГц.

в. При высоких частотах реактивные сопротивления индуктивностей вводов ωL становятся значительными. Так, например, при $L = 2 \cdot 10^{-6}$ Г и f = 300 МГц значение ωL уже составляет ~40 Ом. Реактивные сопротивления индуктивностей оказываются включенными последовательно в цепи электродов и тем самым действуют так же, как сопротивления нагрузки (рис. 6.3). Вследствие этого потенциалы даже тех электродов, в цепях которых не содержится внешней нагрузки, при подаче переменного сигнала на управляющую сетку больше не остаются постоянными. Это особенно важно в отношении экранирующей сетки, так как за счет этого она в значительной степени теряет свое экранирующее действие. Поэтому практически не имеет смысла применять экранированные лампы с проволочными вводами на частотах выше 100—150 МГц.

г. Индуктивность ввода общего электрода входит во входную и выходную цепи лампы и таким образом создает обратную связь между этими цепями (ср. рис. 6.2, а, индуктивность L_c).

3. С ростом времени пролета снижается входное сопротивление лампы. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в 6.3.2.

4. Поверхностный эффект в своем действии эквивалентен наличню дополнительных сопротивлений в цепях электродов. В схеме рис. 6.3 он учтен сопротивлениями R_a , R_c и R_k . Величина их растет с частотой.

5. Диэлектрические потери имеют место в стекле или керамике оболочки на участках между вводами и в слюдяных пластинах, фиксирующих взаимное расположение электродов. Их действие эквивалентно наличию между вводами лампы сопротивлений, шунтирующих ее междуэлектродные промежутки (сопротивления R_{ac} , R_{ac} , $R_{c_{\rm H}}$, рис. 6.3). Величина их с ростом частогы уменьшается.



Рис. 6.3. Условное обозначение лампы с указанием сопротивлений и проводимостей, проявляющихся при работе ее на СВЧ

Какой из перечисленных факторов оказывает решающее влияние на значение частоты, до которого можно использовать лампу, зависит главным образом от ее конструкции. У ламп с проволочными вводами предельная частота определяется в основном индуктивностями вводов и междуэлектродными емкостями и поэтому обычно близка к резонансной частоте лампы. У ламп специальной конструкции, имеющих вводы с малой индуктивностью и предназначенных для сочленения с объемными резонаторами, предельная частота определяется пролетными явлениями.

§ 6.2. ТОК ДИОДА С УЧЕТОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА ЭЛЕКТРОНОВ

6.2.1. Наведенный ток

Рассмотрим процессы, протекающие в плоском диоде с постоянным анодным напряжением, при передвижении в его междуэлектродном пространстве электрического заряда в виде облака свободных электронов (рис. 6.4, a). Пусть облако имеет вид тонкого плоского слоя, параллельного поверхности электродов, и находится к моменту включения анодного напряжения у поверхности катода. При включении напряжения оно начнет равномерно ускоренно передвигаться в сторону анода. Установим, как во время его движения будут изменяться ток во внешней цепи диода и токи, соответствующие прохождению облака через поперечные сечения междуэлектродного пространства, расположенные на различных расстояниях от катода. Через

плоскость непосредственно перед катодом облако пройдет сразу же после включения напряжения. Кривая соответствующего тока имеет форму прямоугольного импульса, площадь которого равна заряду облака q (рис. 6.4,6). В плоскости на расстоянии x от катода импульс будет регистрироваться позже на промежуток времени, необходимый электронам для прохождения пути x. В связи с возросшей скоростью передвижения облака он будет больше по амплитуде и меньше по длительности чем около катода, но так, чтобы площадь под ним оставалась равной площади импульса перед катодом (рис. 6.4,*в*).



Рис. 6.4. Конвекционные и наведенные токи в дноде: *a* — схема включения днода с обозначением плоскостей регистрации конвекционного тока; *б* — конвекционный ток в плоскости *1*; *е* — конвекционный ток в плоскости 2; *е* — конвекционный ток перед анодом; *д* — наведенный ток; *ж* — время пролета электронов

К аноду импульс придет с отставанием на величину времени пролета электронов т, имея еще большую амплитуду и меньшую длительность (рис. 6.4, г). Во внешней цепи лампы во время движения облака непрерывно протекает ток, мгновенное значение которого со временем линейно нарастает. Здесь, таким образом, получается импульс пилообразной формы с длительностью т и такой же площадью, как у остальных импульсов (рис. 6.4,д). Как следует из рисунка, кривые токов в поперечных сечениях междуэлектродного пространства и тока во внешнем проводе имеют совершенно различный вид. Соответственно их и называют по-разному. Токи, характеризующие непосредственно передвижение (конвекцию) свободных зарядов в междуэлектродном пространстве, называются к о н в е к ц и о н н ы м и. Ток, появляющийся во внешней цепи электродов при наличии в междуэлектродном пространстве конвекционного тока, называется наведенным. Такое название обусловлено следующим. Когда в пространство между двумя или несколькими электродами вносится электрический заряд, на электродах, согласно закону электростатической индукции, наводятся заряды противоположного знака, величина которых зависит от положения вносимого заряда в междуэлектродном промежутке. Наведенный ток это ток во внешней цепи электрода вследствие изменения наведенного на нем заряда при передвижении вносимого заряда в междуэлектродном пространстве. Согласно этим определениям конвекционный ток через плоскость на расстоянии x от катода $i_{кон x}$ будет равен заряду, проходящему через эту плоскость за единицу времени

где v_x — скорость перемещения заряженного слоя на расстоянии x от катода, а наведенный ток во внешней цепи какого-либо электрода, например *n*-го, как ток, вызванный изменением наведенного на нем заряда, будет

$$i_{n \text{ HBB}} = \frac{dq_n}{dt}, \qquad (6.3)$$

где q_n — заряд, наведенный конвекционным током на *n*-м электроде. Для того чтобы установить соотношение между конвекционным и наведенным токами, нужно найти выражение для связи между зарядами в пространстве и на поверхности электрода. Для этого рассмотрим плоский диод с анодным напряжением U один раз при отсутствии, другой — при наличии облака электронов в междуэлектродном пространстве. Когда здесь отсутствуют свободные электроны, на катоде и аноде имеются одинаковые по модулю заряды — q_0 и $+q_0$, согласно теореме Гаусса равные

$$q_0 = \varepsilon_0 E_0 F,$$

где F — поверхность электродов; E_0 — напряженность электрического поля в междуэлектродном промежутке. Отсюда

$$E_0 = \frac{q_0}{\epsilon_0 F}.$$
 (6.4)

При появлении облака электронов с зарядом q на катоде и аноде диода дополнительно к уже имеющемуся заряду q_0 наводятся соответственно заряды q_8 и q_a , связанные с q уравнением сохранения заряда

$$q_{\mu} + q_{a} - q = 0. \tag{6.5}$$

Возникающее за счет этих зарядов электрическое поле накладывается на поле за счет зарядов — q_0 и $+q_0$. Если облако электронов имеет вид тонкого заряженного слоя, параллельного поверхностям электродов, то результирующие напряженности поля в пространстве между заряженным слоем и катодом и заряженным слоем и анодом соответственно будут

$$E_{\kappa} = \frac{q_0 - q_{\kappa}}{\epsilon_0 F}, \quad E_a = \frac{q_0 + q_a}{\epsilon_0 F}. \tag{6.6}$$

При этом величина Е считается положительной, когда соответствующий ей вектор направлен к катоду.

Так как при наличии и отсутствии заряда q разность потенциалов между анодом и катодом одинакова, то, с одной стороны,

 $U=E_{\rm s}x+E_{\rm a}(d-x),$

с другой —

 $U=E_0d$,

где x — текущая координата положения заряженного слоя; d — расстояние между электродами.

Приравнивая правые части этих уравнений и выражая E_0 , E_n и E_a на основании (6.4) и (6.6) через заряды, после сокращения одинаковых членов получаем

 $q_a(d-x)-q_ax=0,$

откуда

$$q_{ii} = q_a \frac{d \to x}{x}, \quad q_a = q_{ii} \frac{x}{d - x}.$$
 (6.7)

Подстановка (6.7) в (6.5) дает для связи наведенных зарядов q_{κ} и q_{s} с движущимся зарядом q:

$$q_{\mathbf{x}} = q\left(1 - \frac{x}{d}\right), \quad q_{\mathbf{a}} = q \frac{x}{d}. \tag{6.8}$$

Так как в двухэлектродной системе $q_{\rm R}$ и $q_{\rm a}$ по модулю равны, то в случае диода наведенный ток в соответствии с (6.3) можно представить в двух видах, равноценных друг другу:

$$i_{\text{Hab}} = rac{dq_a}{dt}$$
 или $i_{\text{Hab}} = -rac{dq_{\text{R}}}{dt}$.

Подставляя сюда (6.8), получаем для тока, наведенного заряженным слоем, находящимся на расстоянии *х* от катода,

 $t_{\text{HaB}x} = \frac{q}{d} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{qv_x}{d}.$

Произведение qu_x согласно (6.2) равно конвекционному току. Следовательно,

$$i_{\text{nab} x} = \frac{1}{d} i_{\text{KOB} x}.$$
 (6.9)

Если свободные заряды имеются во всем междуэлектродном пространстве, а не сконцентрированы в тонком слое, то промежуток между катодом и анодом делят на отдельные тонкие слои то лщиной dx и находят полный наведенный ток как сумму токов, наводимых отдельными заряженными слоями

$$i_{\rm HaB} = \int_0^a i_{\rm HaB\,x}\,dx.$$

С учетом (6.9) этот результат можно представить в виде

$$i_{\text{nam}} = \frac{1}{d} \int_{0}^{t} i_{\text{кон} x} dx.$$
 (6.10)

Наведенный ток в какой-либо момент времени, таким образом, равен конвекционному, который получился бы, если имеющиеся в этот момент в междуэлектродном промежутке электроны равномерно распределить на всем расстоянии от катода до анода.

Из (6.9) следует, что для появления наведенного тока уже достаточно, чтобы заряды передвигались в дали от электрода. Поэтому при сверхвысоких частотах может иметься ток в его цепи, даже если электроны на нем не оседают.

6.2.2. Полный ток диода

До сих пор предполагалось, что анодное напряжение диода U постоянно. В связи с этим считался постоянным и заряд q_0 . Согласно данному ранее определению эта величина представляет собой заряд, возникающий на электродах под действием электрического поля в междуэлектродном промежутке, при отсутствии в нем свободных электронов, т. е. равна заряду, обусловленному наличием у диода междуэлектродной емкости. Если же U со временем изменяется, то и значение q_0 больше не постоянно и тогда по внешней цепи лампы дополнительно к наведенному току будет протекать емкостный ток

$$i_{\rm emb} = \frac{dq_0}{dt}.$$

Так как $q_0 = C_{a_K} U$, где C_{a_K} — «холодная» междуэлектродная емкость диода, выражение для $i_{e_{MK}}$ можно переписать в виде

$$v_{\rm exac} = C_{\rm ax} \frac{dU}{dt}.$$
 (6.11)

При наличии емкостного тока полный ток диода

$$i_{\text{no.i}} = i_{\text{BB}} + i_{\text{emg.}} \tag{6.12}$$

Подставляя в (6.12) выражения (6.10) и (6.11), получаем

$$i_{\text{no.1}} = \frac{1}{d} \int_{0}^{d} i_{\text{kon} x} \, dx + C_{\text{ax}} \frac{dU}{dt} \,. \tag{6.13}$$

6.2.3. Ток диода в динамическом режиме при малых углах пролета

Рассмотрим теперь работу диода в динамическом режиме, предполагая, что анодное напряжение состоит из постоянной составляющей U_{a0} и высокочастотной переменной $U_{am} \sin \omega t$.

Как уже указывалось при определении понятия динамического режима (см. § 1.6), степень соответствия друг другу мгновенных значений тока через лампу и питающего напряжения зависит от соотношения между временем пролета электронов т и периодом переменной составляющей питающего напряжения T. Для количественной оценки этого соотношения вводится понятие у г л а пролета θ , представляющего собой электрический угол, соответствующий отношению т/T:

$$\theta = 2\pi \frac{\tau}{T}$$

Поскольку $2\pi/T$ равно угловой частоте колебаний ω , то θ удобнее представлять в виде

$$\theta = \omega \tau. \tag{6.14}$$

Физически угол пролета представляет собой изменение фазы переменной составляющей питающего напряжения за время передвижения электрона от одного электрода до другого.

Точное определение тока диода с учетом времени пролета в общем случае сопряжено со значительными трудностями. Поэтому ограничимся качественным рассмотрением этого вопроса. Для упрощения задачи сделаем следующие предпосылки:

а) углы пролета малы;

б) амплитуды переменных составляющих напряжений и токов малы по сравнению с постоянными составляющими.

Первое условие дает возможность считать, что $\theta \approx tg\theta \approx sin\theta$. При 0 < 0, 1 пошибка в результате этого не превышает 5%. Второе условие позволяет рассматривать связь между переменными составляющими токов и напряжений как линейную. Из совокупности этих условий вытекает еще одно обстоятельство, значительно облегчающее решение залачи. При наличии переменной составляющей анодного напряжения электроны, покидающие катод в разные моменты времени, движутся к аноду с разной скоростью. Электроны с большими скоростями могут за время пролета догнать или даже перегнать электроны, ушедшие раньціе их от катода, но имеющие меньшие скорости. Этот эффект, очевидно. будет тем слабее, чем меньше угол пролета и различие скоростей. При достаточно малых в и достаточно малых отношениях переменной составляющей анодного напряжения к постоянной этим эффектом можно пренебречь и считать угол пролета для всех электронов одинаковым. Перечисленные условия в первом приближении выполняются в приемноусилительных лампах при частотах ниже 100 МГц.

При соблюдении указанных условий и гармонической форме переменных составляющих напряжений должны получаться токи, изменяющиеся тоже по гармоническому закону. Это дает возможность представить электрический режим работы лампы в виде векторной диаграммы (рис. 6.5). Согласно (6.12) вектор полного тока равен сумме векторов наведенного и емкостного токов. Для нахождения вектора наведенного тока разделим междуэлектродный промежуток опять на отдельные элементарные слои (рис. 6.5, *a*) и определим вектор наведенного тока, соответствующего конвекционному в каждом из них. Элементарному слою, прилегающему к катоду, присвоим индекс 1, следующему — индекс 2, слою перед анодом — индекс n. Так как электрическое поле распространяется от анода до катода практически мгновенно, то конвекционный ток в первом слое будет изменяться с анодным напряжением в фазе и соответствующий вектор наведенного тока $\Delta I_{\rm нав1}$ по направлению совпадать с вектором напряжения (рис. 6.5, 6). Во втором слое конвекционный ток уже будет



Рис. 6.5. Токи в междуэлектродном промежутке и внешней цепи двода: а — разделение междуэлектродного промежутка на слои: 6 — векторная днаграмма

отставать от \dot{U}_{a} на время, требуемое электронам для прохождения пути от катода до слоя 2. Соответственно будет отставать от вектора \dot{U}_{a} и вектор наведенного тока $\Delta I_{\mu a в 2}$. Наведенный ток от слоя 3 будет отставать еще больше и т. д. Вектор наведенного тока от *n*-го слоя $\Delta I_{\mu a в n}$ уже будет отставать на угол, равный углу пролета θ . Складывая векторы элементарных наведенных токов, получаем вектор наведенного тока $\dot{I}_{\mu a в n}$, соответствующий конвекционному току во всем междуэлектродном промежутке. Он отстает от \dot{U}_{a} на угол меньше θ . Тог да $\dot{I}_{\mu a в n}$ можно разложить на активную и реактивную составляющие, Последняя имеет индуктивный характер. Появление у наведенного тока индуктивной составляющей объясняется инерцией электронов. Для получения вектора полного тока днода к вектору наведенного тока нужно добавить вектор емкостного. Последний должен опережать

напряжение на $\pi/2$. Получающийся вектор полного тока I_{not} в свою очередь можно разложить на активную составляющую I_{noaR} и реактивную I_{noaX} . Величина I_{nonX} имеет емкостной характер, так как у ламп обычной конструкции ток, проходящий через междуэлектродную емкость больше, чем реактивная составляющая наведенного тока.

Определим теперь эквивалентную схему диода при работе его на СВЧ. Проводимость диода определяется как

$$Y = \frac{i}{\vartheta}, \quad (6.15)$$

где \dot{U} и \dot{I} — комплексные анодные напряжение и ток диода. Так как у \dot{U} и \dot{I} аргументы различны, то и Y — величина комплексная

$$Y = g - jb, \tag{6.16}$$

где g — активная составляющая проводимости; b — реактивная. Согласно векторной диаграмме реактивная составляющая имеет емкост-



ной характер и поэтому может быть представлена в виде $b = -\omega C_3$, где $C_3 - 3$ квивалентная емкость диода. На основании (6.16) эквивалентная схема диода тогда будет состоять из параллельно включенных эквивалентных сопротивления R_3 и емкости C_3 (рис. 6.6):

$$R_{\mathfrak{g}} = \frac{1}{g}; \quad C_{\mathfrak{g}} = -\frac{b}{\omega}$$

Рис. 6.6. Эквивалентная схема днода с учетом времени пролета электвонов Так как емкостная составляющая полного тока меньше емкостного тока через лампу за счет междуэлектродной емкости (см. рис. 6.5), то $C_3 < C_{av}$.

§ 6.3. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ЛАМП С СЕТКАМИ

Как уже указывалось в 3.13.8, для оценки влияния свойств лампы на работу схемы лампу удобно представлять в виде четырехполюсника. Уравнение эквивалентного четырехполюсника наиболее целесообразно записывать в У-параметрах [см. (3.291)], так как такая форма уравнений соответствует функциональным зависимостям, в которых представляются статические характеристики ламп. Коэффициенты в этих уравнениях имеют размерности проводимостей и равны характеристическим проводимостям лампы. При достаточно высоких частотах они зависят от перечисленных в § 6.1 факторов и в этом случае являются величинами комплексными. Особенно сильно влияет на работу схемы входная проводимость лампы. Поэтому здесь ограничимся рассмотрением только этой проводимости или, точнее, обратной ее величины --входного сопротивления. Влияние того или иного фактора на снижение входного сопротивления зависит от конструкции лампы и диапазона частот. У лами с проволочными или стержневыми вводами решающим является влияние индуктивностей вводов и междуэлектродных емкостей, меньшую роль играет время пролета электронов. У ламп специальной конструкции с уменьшенной индуктивностью вводов наибольшее

значение приобретают пролетные явления. Диэлектрические потери и поверхностный эффект практически необходимо учитывать лишь на частотах более 300 МГц.

6.3.1. Влияние междуэлектродных емкостей и индуктивностей вводов

Рассмотрим этот вопрос на примере тетрода, не учитывая при этом время пролета электронов. Как покажет последующий анализ, среди индуктивностей вводов наиболее сильно на входное сопротивление влияет индуктивность ввода общего электрода. При схеме с общим катодом, в которой обычно работает тетрод, общим электродом является катод. Поэтому ограничимся сначала учетом влияния лишь катодного ввода.



Рис. 6.7. К определению входной проводимости за счет индуктивностей вводов и междуэлектродных емкостей:

а — эквивалентная слема; б — векторная диаграмма (без учета L_{c2})

Входное сопротивление, согласно (3.250), определяется как отношение входного напряжения $\dot{U}_{\rm ax}$ к входному току $\dot{I}_{\rm ax}$. Рассмотрим эти величины. На рис. 6.7, а приведен тетрод, включенный по схеме с общим катодом, с указанием индуктивностей катодного ввода $L_{\rm x}$, ввода экранирующей сетки $L_{\rm c2}$ и междуэлектродных емкостей управляющей сетки по отношению к катоду $C_{\rm c1R}$ и экранирующей сетке $C_{\rm c2c1}$. Пока будем считать $L_{\rm c2} = 0$. Как следует из схемы, напряжение $U_{\rm BX}$, подаваемое во входную цепь, делится на падение напряжений на промежутке лампы между первой сеткой и катодом $\dot{U}_{\rm c1}$ и на индуктивности катодного ввода $\dot{U}_{L_{\rm rx}}$

$$\dot{U}_{ux} = \dot{U}_{c1} + \dot{U}_{L_R},$$
 (6.17)

где $\dot{U}_{\text{вх}}$, $\dot{U}_{\text{с1}}$ н $\dot{U}_{L_{\text{R}}}$ — величины комплексные. Входной ток $\dot{I}_{\text{вх}}$ можно рассматривать как сумму двух составляющих: составляющей $\dot{I}'_{\text{вх}}$ протекающей через емкость $C_{\text{с1к}}$ и индуктивность $L_{\text{п}}$, и составляющей $\dot{I}'_{\text{вх}}$, проходящей через емкость $C_{\text{с2с1}}$ и дальше по цепи экранирующей сетки

где также все величины комплексные.

Для того чтобы получить качественное представление о характере входного сопротивления, построим векторную диаграмму указанных напряжений и токов (рис. 6.7, б). Начнем с диаграммы напряжений. За исходную величину примем вектор U_{с1}, представляющий собой истинное управляющее напряжение лампы. Для нахождения $\dot{U}_{L_{\mu}}$ предположим, что составляющая входного тока, проходящая по $L_{\mu}(I'_{\rm BX})$, очень мала по сравнению с током I_u , получающимся за счет ухода электронов с катода. Тогда

$$\tilde{U}_{L_{\rm g}} = j\omega L_{\rm g} \tilde{I}_{\rm g}. \tag{6.19}$$

(6.18)

Так как катодный ток всегда изменяется в фазе с напряжением управляющей сетки, то согласно (4.40) I, можно выразить через U_{c1} н крутизну катодного тока S_{ист} в виде

$$\dot{I}_{\kappa} = S_{\kappa c1} \dot{U}_{c1}, \tag{6.20}$$

где S_{ис1} — величина действительная. Подстановка (6.20) в (6.19) дает

$$\dot{U}_{L_{\rm gr}} = j \omega L_{\kappa} S_{\kappa c 1} \dot{U}_{c 1}. \tag{6.21}$$

Вектор $\dot{U}_{L_{H}}$ таким образом, опережает вектор \dot{U}_{c1} на $\pi/2$. \dot{U}_{BE} нахо-

дится как сумма векторов \dot{U}_{c1} и \dot{U}_{L_K} . Перейдем к днаграмме токов. Составляющая входного тока $\dot{I'}_{BX}$, представляющая собой ток, протекающий через емкость C_{c1K} под действием разности потенциалов Un, равна

$$\dot{I}'_{\rm ex} = j\omega C_{\rm cls} \dot{U}_{\rm cl} \tag{6.22}$$

и согласно этому выражению опережает U_{c1} на n/2. При определении составляющей И вх нужно исходить из того, что экранирующая сетка через конденсатор С по переменному току закорочена с общей точкой схемы и что мы приняли $L_{c2} = 0;$ тогда разность потенциалов между первой сеткой и второй равна $\dot{U}_{\scriptscriptstyle BX}$ и $\dot{I''}_{\scriptscriptstyle BX}$ как ток, протекающий через емкость Ссест, можно записать в виде

$$\tilde{I}''_{BX} = j\omega C_{c^2 c1} \dot{U}_{BX}$$
(6.23)

Отсюда следует, что І'' в опережает на п/2 входное напряжение $U_{\rm sx}$. Если составляющая $I'_{\rm sx}$ опережает $U_{\rm c1}$ на $\pi/2$ и составляющая $I''_{\rm px}$ — вектор $U_{\rm px}$ тоже на $\pi/2$, то результирующий вектор $I_{\rm px}$, как видно из диаграммы, должен опережать $\dot{U}_{\rm sx}$ на угол, меныший л/2,

т. е. может быть разложен на активную и реактивную составляющие. В результате действия индуктивности катодного ввода и междуэлектродных емкостей у входных сопротивления и проводимости, таким образом, появляются активные составляющие.

Рассчитаем теперь входную проводимость

$$Y_{\rm BX} = \frac{I_{\rm BX}}{\dot{U}_{\rm BX}}.$$

Подставляя сюда (6.18) и затем (6.22) и (6.23), получаем

$$Y_{\text{BX}} = j\omega \left(C_{\text{CIK}} \frac{\dot{U}_{\text{CI}}}{\dot{U}_{\text{BX}}} + C_{\text{C2CI}} \right). \tag{6.24}$$

Для определения фигурирующего в этом выражении отношения $\dot{U}_{c1}/\dot{U}_{nx}$ удобно начать с (6.19). Однако для получения выражений, действительных в достаточно широком диапазоне частот, заменим (6.19) более точным выражением, учитывая, что по L_{u} протекает не только ток \dot{I}_{s} , но и ток I'_{nx} :

$$\dot{U}_{L_{\mathbf{K}}} = j \omega L_{\mathbf{K}} \left(\dot{I}_{\mathbf{K}} + \dot{I}'_{\mathbf{B}\mathbf{X}} \right). \tag{6.25}$$

Подставляя для І, и І вх выражения (6.20) и (6.22), получаем

$$\dot{U}_{L_{\mathrm{R}}} = (f \omega L_{\mathrm{R}} S_{\mathrm{RCI}} - \omega^2 L_{\mathrm{R}} C_{\mathrm{CIR}}) \dot{U}_{\mathrm{CI}}$$

и отсюда согласно (6.17)

$$\hat{U}_{nx} = (1 - \omega^2 L_{k} C_{c1k} + j\omega L_{k} S_{uc1}) \hat{U}_{c1}.$$

Вводя далее резонансную частоту сеточно-катодной цепи лампы

$$\frac{\dot{U}_{ct}}{\dot{U}_{bx}} = \frac{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - i \omega L_R S_{RCI}}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^2 + \omega^2 L_R^2 S_{RCI}^2}$$
(6.27)

Если теперь ограничиться диапазоном частот, в котором лампа еще работает полноценно, т. е. оставаться достаточно далеко от ее резонансной частоты, то можно считать, что $\omega/\omega_0 \ll 1$. Кроме того в этом случае практически всегда можно принимать, что и $\omega^2 L^2_{\ \kappa} S^2_{\ \kappa cl} \ll 1$. Так, например, для лампы с проволочным вводом ($L_{\kappa} \approx 2,5\cdot 10^{-8}$ Г) при $S_{\kappa cl} = 10$ мА/В и f = 60 МГц: $\omega^2 L^2_{\ \kappa} S^2_{\ \kappa cl} = 0.01$. При таких предносылках вместо (6.27) можно написать

$$\frac{U_{c1}}{\dot{U}_{gg}} = 1 - j \omega L_g S_{gc1}. \tag{6.28}$$

Подставляя (6.28) в (6.24), получаем для входной проводимости за счет индуктивности вводов (индекс L)

$$Y_{\rm rs\,L} = \omega^2 L_{\rm K} C_{\rm c1k} S_{\rm KC1} + j\omega (C_{\rm c1k} + C_{\rm c2c1}). \tag{6.29}$$

Если теперь представить У вкл. в виде

$$Y_{\text{BX}L} = g_{\text{BX}L} + j\omega C_{\text{BX}L}, \qquad (6.30)$$

где $g_{\rm BxL}$ — активная составляющая входной проводимости за счет индуктивности вводов; $G_{\rm BxL}$ — соответствующая входная емкость, то

$$g_{BXL} = \omega^2 L_{\kappa} C_{c1\kappa} S_{\kappa c1}, \qquad (6.31)$$

$$C_{\rm ex} = C_{\rm c1x} + C_{\rm c2\,c1}. \tag{6.32}$$

При рабочих частотах, достаточно отдаленных от резонансной, активная входная проводимость, таким образом, растет с частотой квадратично, а входная емкость от частоты не зависит и имеет величику, равную входной емкости в статическом режиме.

Если кроме индуктивности катодного ввода учитывать и индуктивность ввода второй сетки L_{c2} , то согласно рис. 6.7, *а* в (6.23) нужно дополнительно учесть падение напряжения на L_{c2} . Это падение создается переменной составляющей тока второй сетки I_{c2} и при обходе ее цепи складывается с \dot{U}_{ex} .

$$I'_{\rm BX} = j \, \omega \, C_{\rm c2 \, c1} \left(\dot{U}_{\rm BX} + j \, \omega \, L_{\rm c2} \, \dot{I}_{\rm c2} \right).$$

Используя для I_{c2} подстановку $I_{c2} = S_{c2c1}U_{c1}$, получаем для активной входной проводимости в результате аналогичных преобразований, что и при выводе (6.31),

$$g_{\rm ray,l} = \omega^2 (L_{\rm K} C_{\rm c1K} S_{\rm KC1} - L_{\rm c2} C_{\rm c2c1} S_{\rm c2c1}). \tag{6.33}$$

Входная емкость при учете L_{c2} не изменяется. Из (6.33) следует, что индуктивность экранирующей сетки уменьшает активную проводимость, возникающую за счет L_{κ} ; однако полностью скомпенсировать влияние L_{κ} она практически не может; так как всегда $S_{c2c1} < S_{\kappa c1}$.

При приближении рабочей частоты к резонансной собственных контуров лампы ов в расчетах нельзя больше пренебрегать членом

 $(\omega/\omega_r)^2$ по сравнению с единицей. Как легко показать, тогда в правых частях (6.31) и (6.33) добавляются множители вида $[1-(\omega/\omega_0)^2]^{-2}$, а в правой части (6.32) — множитель вида $[1-(\omega/\omega_0)^2]^{-1}$. Это означает, что в этой области частот C_{nxL} становится зависимой от частоты, а g_{nxL} растет с частотой быстрее, чем по квадратичному закону.

6.3.2. Влияние времени пролета электронов

Как было показано в 6.2.1, при передвижении электронов в междуэлектродном пространстве во внешней цепи электродов появляется наведенный ток. Это происходит даже тогда, когда электрод имеет отрицательный потенциал по отношению к катоду и электроны поэтому на нем не оседают. Наведенный ток, появляющийся в цепи входного электрода, увеличивает входной ток лампы, что равносильно увеличению ее входной проводимости, или, что одно и то же, уменьшению ее входного сопротивления.



Рис. 6.8. Қ определению входной проводимости за счет времени пролета электронові а-схема включення лампы; б- векторная днаграмма

Рассмотрим вопрос подробнее на примере тетрода, предполагая включение его по схеме с общим катодом (рис. 6.8, *a*). Пусть экранирующая сетка будет настолько густой, что электрические поля по обе стороны от нее можно считать независимыми друг от друга. Поскольку входным электродом в данном случае является первая сетка, найдем наведенный ток в ее цепи. Он состоит из двух составляющих:

а) за счет движения электронов от катода до первой сетки - / ст

б) за счет движения электронов от первой сетки до второй — $I''_{\rm crv}$

Обе составляющие имеют противоположный знак, так как электроны в промежутке катод — первая сетка приближаются к первой сетке, а в промежутке первая сетка — вторая сетка удаляются от нее. Тогда результирующий наведенный ток в цепи первой сетки

$$\dot{I}_{c1} = \dot{I}_{c1} - \dot{I}_{c1}^*$$
 (6.34)

Все токи и напряжения здесь, как и в предыдущем параграфе, — величины комплексные.

Для определения характера проводимости, обусловленной временем пролета электронов, построим опять векторную диаграмму токов и напряжений (рис. 6.8, б). В отношении токов, наводимых в цепи первой сетки, лампу можно рассматривать как два последовательно соединенных диода, имеющих один общий электрод. В первом диоде, соответствующем промежутку катод — первая сетка, условия ничем не отличаются от условий в диоде, рассмотренных в 6.2.3 Поэтому в векторной диаграмме взаимное расположение векторов \dot{U}_{ct} и \dot{I}_{ct} будет таким же, как векторов \dot{U}_{a} и $\dot{I}_{{}_{\rm HBB}}$ на рис. 6.5. Определим теперь положение вектора I", Время телея, затрачиваемое электронами на пролет от первой сетки до второй, значительно меньше времени пролета от катода до первой сетки тист, так как действующее напряжение в плоскости первой сетки U_{а1} обычно мало по сравнению с действующим напряжением U_{а2}. Предположим в пределе, что тсле2 = 0. Тогда направление вектора I'' и должно совпадать с направлением вектора элементарного наведенного тока $\Delta \dot{I'}_{c_{1n}}$, соответствующего конвекционному току в слое пространства, непосредственно примыкающем к первой сетке со стороны катода. Вектор суммарного наведенного тока Іси, получаемый по (6.34) вычитанием вектора I''_{c1} из вектора I'_{c1} , при малых углах пролета опережает вектор входного напряжения на угол, меньший л/2, и поэтому может быть разложен на активную и реактивную составляющие. Конечная величина времени пролета электронов приводит, таким образом, к появлению активной составляющей входной проводимости лампы.

С физической точки зрения появление активной составляющей входной проводимости объясняется следующим образом. В положительный полупериод переменного сеточного напряжения создаваемое им высокочастотное поле дополнительно ускоряет электроны в промежутке катод — первая сетка, и настолько же тормозит их в промежутке первая сетка — вторая сетка. Но через промежуток катод — первая сетка за время этого полупериода проходит больше электронов, чем через промежуток первая сетка — вторая сетка. Это обусловлено тем, что не все электроны, ушедшие с катода за этот полупериод, из-за конечной величины времени пролета успевают перейти в пространство первая сетка - вторая сетка. Вместо этого в течение части полупериода, равной т_{ис1}, через первую сетку проходят электроны, вышедшие еще в предыдущий, отрицательный, полупериод сеточного напряжения и движущиеся поэтому потоком с меньшей плотностью. В отрицательный полупериод электроны между катодом и первой сеткой тормозятся, между первой сеткой и второй — ускоряются, но теперь большее количество электронов проходит промежуток первая сетка - вторая сетка. Таким образом, в оба полупериода за счет высокочастотного поля сетки ускоряется больше электронов, чем тормозится, т. е. в цепи сетки расходуется энергия входного сигнала.
Перейдем к количественному определению входной проводимости, элагая сначала т_{сис2} = 0. Согласно векторной диаграмме активная оставляющая входного тока

$$I_{c1R} = I_{c1} \sin \varphi, \qquad (6.35)$$

еактивная составляющая

$$I_{c1X} = I_{c1} \cos \varphi, \qquad (6.36)$$

де φ — угол между вектором I_{c1} и нормалью к вектору \dot{U}_{c1} . Если равнить между собой диаграммы наведенных токов, построенные для различных значений угла пролета $\theta_{\kappa c1}$, то легко убедиться, что величина I_{c1} и угол φ увеличиваются с ростом $\theta_{\kappa c1}$. При достаточно малых $\theta_{\kappa c1}$ связь между этими величинами и $\theta_{\kappa c1}$ можно считать линейной, т. е.

$$I_{\rm c1} \sim \theta_{\rm Rc1}, \tag{6.37}$$

$$\varphi \sim \theta_{\text{Rcl}}$$
 (6.38)

Далее, согласно (6.9), наведенный ток пропорционален конвекционному, которым в данном случае является катодный ток лампы I_{κ} . Следовательно,

$$I_{\rm ct} \sim I_{\rm rr} \tag{6.39}$$

Объединяя (6.37) и (6.39) и учитывая, что $I_{e} = S_{ect} U_{ct}$, получаем

$$I_{c1} \sim \theta_{\kappa c1} S_{\kappa c1} U_{c1}. \tag{6.40}$$

Как легко установить по векторной диаграмме, угол φ всегда меньше угла пролета θ_{uc1} . Поэтому при малых значениях θ_{uc1} с достаточной точностью можно считать, что

$$\sin \varphi \approx \varphi, \tag{6.41}$$

$$\cos \varphi \approx 1.$$
 (6.42)

Тогда (6.35) совместно с (6.40), (6.41) и (6.38) дает

$$I_{cJ,R} = k_R \, \theta_{Kc1}^2 \, S_{Kc1} \, U_{c1} = k_R \, \omega^2 \, \tau_{Kc1}^2 \, S_{Kc1} \, U_{c1}, \tag{6.43}$$

а (6.36) совместно с (6.40) и (6.42) —

$$U_{\text{cl} X} = k_X \, \theta_{\text{RC1}} S_{\text{RC1}} U_{\text{cl}} = k_X \, \omega \tau_{\text{RC1}} S_{\text{RC1}} U_{\text{cl}}, \qquad (6.44)$$

где k_R и k_X — коэффициенты пропорциональности. Представляя входную проводимость подобно (6.30). опять в виде

$$Y_{\rm BX} = g_{\rm BX} + j\omega C_{\rm BX}$$

и вычисляя ее согласно (6.28) как отношение I_{c1}/U_{c1} , получаем из (6.43) для активной составляющей входной проводимости за счет времени пролета (индекс τ)

$$g_{\text{BX}\tau} = k_R \,\omega^2 \,\tau_{\text{RCI}}^2 \,S_{\text{ECI}} \tag{6.45}$$

и из (6.44) для соответствующей входной емкости

 $C_{\rm gg\,\tau} = k_{\chi} \,\omega\,\tau_{\rm Kc1}\,S_{\rm Kc1}.\tag{6.4}$

Если пренебрегать начальными скоростями электронов, т. е. сч тать, что анодно-сеточная характеристика лампы подчиняется зако степени 3/2 (6.46) можно привести к более наглядному виду и сравн тельно легко определить численные значения всех коэффициентс пропорциональности. Согласно (2.104)

 $S_{\text{KC1}} \tau_{\text{KC1}} \sim C_{\text{CIR BKP}}$

где С_{славт} — активная составляющая частичной емкости между като дом и первой сеткой. Тогда (6.46) можно представить в виде

$$C_{\rm BX,\tau} = k_C C_{\rm C1K, BKT}, \tag{6.47}$$

где k_c — коэффициент пропорциональности. Как показано в [Л.6.4.] в области пространственного заряда без учета начальных скоросте! $k_R = 1/20$ и $k_c = 1/3$, т. е. (6.45) и (6.47) можно записать в виде

$$g_{\rm ax\,\tau} = \frac{1}{20} \,\omega^2 \,\tau_{\rm Kc1}^2 \,S_{\rm Kc1}, \tag{6.48}$$

$$C_{\rm BR, c} = \frac{1}{3} C_{\rm CIK, BKT} \tag{6.49}$$

Эта емкость идентична с приростом емкости, вычисленным в § 2.8 при переходе от «холодного» диода к «горячему», только тут и там результат получен различными путями. Здесь нужно еще раз подчеркнуть (см. § 2.8), что емкость $C_{\rm pxr}$ не представляет собой емкость между какими-либо реально существующими проводящими поверхностями, а является лишь эквивалентом емкостному эффекту, возникающему во внешней цепи лампы при передвижении свободных электронов в междуэлектродных промежутках.

Если отказаться от предпосылки $\tau_{c1c2} = 0$ и учитывать также время пролета от первой сетки до второй, к выражениям (6.48) и (6.49) добавляются соответственно множители p_R и p_C , зависящие от отношения τ_{c1c2}/τ_{wc1} :

$$g_{\mu\nu\tau} = \frac{1}{20} \omega^2 \tau_{\rm kel}^2 S_{\rm kel} p_R^2, \qquad (6.50)$$

$$C_{\text{ax}\tau} = \frac{1}{3} C_{\text{clw axr}} p_{\mathcal{C}}.$$
 (6.51)

Так как согласно (1.14) время пролета в свою очередь зависит от пролетаемого расстояния и ускоряющего напряжения, то p_R и p_C можно представить как функции отношений $\frac{d_{c2c1}}{d_{c1k}}$ и $\frac{U_{\partial 2}}{U_{\partial 1}}$:

$$p_R, \ p_C = f\left(\frac{d_{c2c1}}{d_{c1u}}, \ \frac{U_{\partial 2}}{U_{\partial 1}}\right).$$



Рис. 6.9. Кривые для учета влияния времени пролета электронов от первой сетки до второй: а — на активную составляющую входной проводимости; 6 — на входную емяють

На рис. 6.9 даны зависимости $p_R = f\left(\frac{U_{\partial 3}}{U_{\partial 1}}\right)$ и $p_C = f\left(\frac{U_{\partial 2}}{U_{\partial 1}}\right)$ при $\frac{d_{c^2c1}}{d_{c1R}}$ в качестве параметра [Л.6.4.].

6.3.3. Зависимость входного сопротивления от частоты и напряжений электродов

Полная входная проводимость равна сумме проводимостей за счет индуктивности вводов и времени пролета электронов

$$Y_{\rm BX} = Y_{\rm BX\,L} + Y_{\rm BX\,\tau},$$

откуда

$$g_{\text{BX}} = g_{\text{BX}L} + g_{\text{BX}z},$$
$$C_{\text{BX}} = C_{\text{BX}L} + C_{\text{BX}z},$$

Подставляя сюда (6.31), (6.48), (6.32) и (6.49), получаем для мног электродной лампы

$$g_{\rm BR} = \omega^2 \Big(L_{\rm K} C_{\rm c1K} S_{\rm Kc1} + \frac{1}{20} \tau_{\rm Kc1}^2 S_{\rm Kc1} \Big), \qquad (6.5)$$

$$C_{\rm nx} = C_{\rm cik} + C_{\rm c2ci} + \frac{1}{3} C_{\rm cik\,akr} \,. \qquad (6.5)$$

Если не пренебрегать процессами в цепи второй сетки и воспользо ваться для активных составляющих проводимостей и емкостей выражо ниями (6.33) (6.50), (6.32) и (6.51), то вместо (6.52) и (6.53) имее

$$g_{BR} = \omega^2 \Big(L_{\kappa} C_{c1\kappa} S_{\kappa c1} - L_{c2} C_{c2c1} S_{c2c1} + \frac{1}{20} \tau_{\kappa c1}^2 S_{\kappa c1} \cdot p_R \Big), \quad (6.54)$$

$$C_{\rm BX} = C_{\rm c16} + C_{\rm c2c1} + \frac{1}{3} C_{\rm c16 \ arr} \cdot \rho_{\rm C}. \tag{6.55}$$

Формулы (6.52)—(6.55) применимы и для триода, если считать что на месте второй сетки стоит анод, и полагать $C_{czc1} = 0$.

Рассмотрим сначала зависимость $g_{\text{вх}}$ от условий работы лампы. В (6.52) и (6.54) выражения в скобках от частоты не зависят. Следовательно, $g_{\text{вх}}$ меняется с частотой пропорционально ω^2 . Учитывая, что $\omega = 2\pi f$, активное входное сопротивление $R_{\text{вх}}(=1/g_{\text{вх}})$ в зависимости от частоты может быть тогда представлено в виде



Рис. 6.10. Зависимость входного сопротивления пентода типа 6Ж1Б от частоты

$$R_{\rm Bx} = \frac{A}{l^2} , \qquad (6.56)$$

где A — величина, постоянная для определенной конструкции лампы и определенного режима ее использования. Согласно (6.56) $R_{\rm Bx}$ с ростом частоты уменьшается пропорционально $1/f^2$ (рис. 6.10). У ламп с проволочными и стержневыми вводами эта зависимость хорошо согласуется с экспериментом в диапазоне частот от нескольких мегагери до 150—250 МГц. При проволочных вводах A обычно лежит в пределах (0,5-6) · 10⁴ кОм · МГц². Точные значения A для некоторых современных типов высокочастотных ламп приведены в [Л.6.5]. У ламп с катодной сеткой зависимость (6.56) не выполняется [Л.6.6].

У ламп с проволочными вводами зависимость R_{ва} от напряжений электродов определяется согласно (6.52) или (6.54) рсновном зависимостью от этих напряжений крутизны характестики $S_{\rm xc1}$. Соответственно этому $R_{\rm sx}$ с ростом $U_{\rm c1}$ и $U_{\rm c2}$ должно иньшаться. Типичные зависимости такого рода даны на рис. 6.11.





Перейдем к рассмотрению C_{вх}, имея при этом в виду, что фигурирующие в (6.53) и (6.55) частичные емкости относятся к «холодной» лампе. Остановимся сначала на случае, когда времена пролета настолько

малы, что можно считать $\tau_{cic2} = 0$ и пользоваться для $C_{\rm sx}$ выражением (6.53). Это выражение состоит из двух частей, суммы $C_{cik} + C_{c2c1}$, появившейся за счет влияния индуктивностей вводов и междуэлектродных емкостей, и члена $\frac{1}{3}C_{cik \, akt}$, учитывающего влияние времени пролета от катода до первой сетки

при наличии пространственного заряда, соответствующего закону степени 3/2. Следует обратить внимание на то, что этот член равен приросту емкости C_{c1k} при переходе от холодного к горячему катоду, т. е. равен увеличению C_{c1k} за счет появления пространственного заряда перед катодом. Согласно определениям, данным в § 2.8, полученное здесь





выражение для входной емкости представляет собой динамическую входную емкость лампы. Как следует из того же параграфа, эта величина при очень малых углах пролета, очевидно, должна переходить в значение «горячей» статической входной емкости, что подтверждается выражением (6.53). Согласно определению, данному в 3.13.7, «холодная» статическая входная емкость тетрода равна $C_{c16} + C_{c201}$. К этому добавляется $\frac{1}{3}C_{clk akt}$ за счет появления объемного зар

при нагреве катода.

Величина $C_{\rm nx}$ от частоты не зависит. С напряжениями электрол она изменяется слабо. Если исходить из приближенной формулы (6.5 она вообще не должна зависеть от напряжений, однако по более точи формуле (6.55) за счет множителя p_C с ростом $U_{\rm c1}$ несколько увелич вается (рис. 6.12).

§ 6.4. ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНОЙ РАБОЧЕЙ ЧАСТОТЫ

Важнейшей задачей при разработке ламп для СВЧ является повыш ние предельной частоты, на которой лампа еще способна работат Согласно § 6.1 ограничение рабочего диапазона частот в сторону выс ких частот обусловлено уменьшением на них входного сопротивлень лампы. Там же приводились факторы, вызывающие это уменьшени Рассмотрим теперь пути уменьшения влияния отдельных факторов в входное сопротивление.



Рис. 6.13. Схемы включения пентода с двумя катодными веодами: а — оба ввода включены параллелько; б — один бвод включен во входную, другой — в рыходвую цепь лампы

1. Как уже указывалось, у ламп обычной конструкции, т. е. с вводами в виде проволок или стержней, ограничение работоспособности на СВЧ вызвано главным образом влиянием индуктивностей вводов в совокупности с междуэлектродными емкостями, в первую очередь влиянием индуктивности ввода общего электрода. Отрицательное влияние этой индуктивности сказывается в следующем:

а) увеличивается входная проводимость лампы;

б) уменьшается резонансная частота лампы;

 в) возникает обратная связь между выходной и входной цепями лампы.

Один из путей уменьшения этого влияния заключается в том, что к электроду лампы, который в схеме используется как общий, делается несколько вводов, у ламп для схемы с общим катодом, например, несколько вводов к катоду, для схемы с общей сеткой — несколько зодов к сетке и т. д. Для получения желаемого эффекта возможно два дособа включения этих вводов.

1. Все вводы включаются параллельно (рис. 6.13, *a*). Если пренебегать их взаимной индуктивностью, то действующая индуктивность акого многократного ввода

$$L_{\partial} = \frac{1}{n} L,$$

де *L* — индуктивность одинарного ввода; *n* — число параллельно ключенных одинарных вводов.

2. Входная цепь и цепи остальных электродов присоединяются к разным вводам общего электрода, так что по индуктивности ввода общего электрода больше не получается связи между выходной и входной цепями лампы (рис. 6.13,6). Тогда, как легко показать, активная составляющая входной проводимости становится отрицательной и мокет быть использована для компенсации положительной входной проводимости, создаваемой другими факторами, как, например, временем пролета, диэлектрическими потерями и т. д. [Л.6.7]. Какому способу включения следует отдать предпочтение, зависит от параметров лампы и режима ее использования. За счет использования многократных вводов входную проводимость обычно удается снизить в 2—3 раза [Л.6.5].

У нентодов согласно (6.33) имеется возможность увеличить входное сопротивление путем частичной компенсации проводимости, возникающей за счет индуктивности катодного ввода, проводимостью за счет индуктивности ввода второй сетки. С этой целью у некоторых высокочастотных пентодов искусственно увеличивается индуктивность ввода этой сетки [Л.6.6].

Такими путями можно довести предельную рабочую частоту ламп с проволочными вводами до ста-двухсот мегагерц. Для работы в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн такая конструкция ламп непригодна по следующим причинам.

 Чем выше частота, тем меньше должна быть индуктивность вводов, чтобы лампа оставалась работоспособной. При проволочной или стержневой конфигурации ввода невозможно получить достаточно малые индуктивности вводов.

2. В диапазоне дециметровых и сантиметровых волн уже необходимо использование радиотехнических элементов с распределенными постоянными, а не с сосредоточенными. В связи с этим в качестве резонансных контуров в этом диапазоне частот обычно применяются объемные резонаторы вместо параллельно соединенных катушек индуктивности и конденсаторов. Конструкция ламп, в частности ее вводов, должна быть такой, чтобы возможно было органическое сочленение ее с объемным резонатором.

Выполнение этих требований возможно лишь при радикальном изменении конструктивного оформления лампы. Конструктивные особенности ламп для дециметровых и сантиметровых волн заключаются в следующем.

 В электротехнике показано, что широкие тонкие ленты обладают значительно меньшей индуктивностью, чем цилиндрические проводники 1Л.6.11. Поэтому вводы ламп стали выполнять в виде тонких плс ких колец или тонкостенных цилиндров, к краю которых, находящем ся внутри баллона, по всему периметру присоединен электрод ламп Такие вводы получили название д и с к о в ы х. Дисковые вводы бы, впервые предложены советскими учеными Девятковым, Данильцевь и Хохловым (1940 г.). Переход на диски позволил не только снизи



Рис. 6.14. Металлокерамический триод вставленный в объемные резонаторы: 1 — анод: 2 — сетка: 3 — катод: 4 — подогреватель; 5 — керамическая оболочка: 6 — сеточно-анодный контур: 7 — сеточко-катодшый контур; 8 — кольцевые порщин для вастройки резонаторов индуктивности вводов, н более ТОГО. полность СНЯТЬ вопрос о влияни этих индуктивностей на р. боту ламп. На рис. 6.1 схематически изображе триод с ДИСКОВЫМИ BB(дами. Конфигурация элен тродов выбрана плоской так как большинство лам с дисковыми вводами де лается с плоской системої электродов. Вокруг ламин показаны объемные резо наторы, с которыми OH: сочленяется. Вся система в целом соответствует схеме с общей сеткой. Полость слева OT сетки

представляет собой сеточно-анодный контур, справа — сеточно-катодный. Как видно из рисунка, поверхности электродов вместе с вводами органически вписываются в стенки резонаторов и в электрическом отношении представляют с ними одно целое, так же как внутренний объем резонаторов и междуэлектродные пространства лампы. Поэтому влияние индуктивностей вводов и междуэлектродных емкостей больше не требует специального учета, а автоматически учитывается при настройке контуров. У ламп с дисковыми вводами наиболее высокая рабочая частота определяется, таким образом, уже не индуктивностями и емкостями, а пролетными явлениями.

 Для уменьшения влияния времени пролета электронов желательно по возможности уменьшать междуэлектродные расстояния, в первую очередь расстояние между катодом и первой сеткой.

3. Для уменьшения влияния поверхностного эффекта все металлические детали ламп внутри и снаружи покрываются тонким слоем серебра, имеющего наилучшую электропроводность из числа металлов, широко применяемых в вакуумной технике.

4. С целью уменьшения диэлектрических потерь для внешней оболочки ламп используется не стекло, а специальная вакуумплотная высокочастотная керамика.

При осуществлении всех этих мер предельная рабочая частота лампы может быть доведена до 10ГГц, что соответствует длине волны около 3 см.

ГЛАВА 7

ЦУМЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП 7.1. виды Шумов, создаваемых лектронными лампами

Если рассматривать кривую анодного тока электронной лампы на кране осциллографа, то при достаточно большом усилении можно истановить, что значение его по времени не остается постоянным, даже

согда на все электроды ламты поданы только строго постоянные напряжения и исключено влияние внешних помех. Ток будет беспорядочно меняться около среднего значения, соответствующего установленному режиму работы лампы (рис. 7.1). Такого рода самопроизвольные отклонения некоторой величины от ее среднего значения называются флуктуациями. Вместо термина «флуктуации» применительно к элементам радиотехнических схем. В TOM



рис. 7.1. Флуктуации анодного тока электронной лампы

числе и к электронным лампам, принято пользоваться понятием «шума» или «шумов». Происхождение этого термина связано с шумом, слышимым в громкоговорителе радиоприемника при флуктуациях токов в его цепях. Этот термин применяется и тогда, когда речь идет только о флуктуациях тока, а сам акустический эффект отсутствует, как, например, в телевидении.

В зависимости от характера явления, вызывающего флуктуации анодного тока лампы, нужно различать следующие два основных вида шумов:

1) генерационно-рекомбинационные;

2) модуляционные.

Генерационно-рекомбинационные шумы это шумы, вызванные, с одной стороны, атомистической природой элементарного заряда электричества, с другой — статистическим характером, т. е. беспорядочностью появления (генерации) или исчезновения (рекомбинации) свободных носителей заряда в рабочем объе прибора. Этот термин взят из теории полупроводниковых приборс Применительно к электронным лампам он относится к флуктуаци: тока, вызванным случайным характером выхода каждого отдельно электрона из поверхности электродов, или, в многоэлектродных сист мах, случайным характером распределения электронов между элек родами.

Исходя из физического процесса, являющегося источником это вида флуктуаций, в электронных лампах могут иметь место четы разновидности генерационно-рекомбинационных шумов:

а) шумы за счет флуктуаций числа электронов, эмиттируемы катодом. Флуктуации тока в цепях электродов лампы за счет такой рода флуктуаций тока эмиссии принято называть д р о б о в ы м э ф ф е к т о м или в «шумовой» терминологии — д р о б о в ы м ш у м о м; название эффекта произошло от того, что при пропускани соответствующего флуктуирующего тока через телефон возникае шум, напоминающий удары дробинок об стенку;

б) шумы токораспределения;

в) шумы за счет вторичной эмиссии;

г) шумы за счет флуктуаций наведенного тока и падения напря жения на индуктивности вводов при работе ламп на СВЧ.

Модуляцию о н н ы е шумы представляют собой шумы, воз никающие за счет беспорядочной, самопроизвольной модуляции по тока электронов, составляющего анодный ток лампы. Так как физические процессы, приводящие к такой модуляции, обычно протекают очень медленно, то модуляционные шумы проявляются преимущественно в области низких частот. Поэтому модуляционные шумы ламп в большинстве случаев называются просто низкочастот ными. Основными видами этих шумов являются:

а) фликкер-эффект или эффект мерцания, под которым понимают низкочастотный шум, возникающий за счет флуктуаций тока эмиссии катода вследствие случайных колебаний работы выхода отдельных малых участков его поверхности. В специальной литературе этот вид шума обычно называется фликкер. шумом;

 б) низкочастотный шум за счет воздействия положительных ионов на отрицательный пространственный заряд перед катодом.

Перечнеленные виды шумов обусловлены природой физических процессов, на которых основано действие ламп. Однако существует ряд источников шумовых помех другого происхождения. Колебания тока в цепях электродов, имеющие место независимо от наличия на сетке лампы переменного напряжения, могут также возникнуть по следующим причинам:

 из-за механических колебаний отдельных деталей системы электродов;

2) из-за различного вида дефектов ламп.

Среди шумов механического происхождения в зависимости от механизма возбуждения колебаний деталей нужно различать:

- а) микрофонный эффект;
- б) виброшумы.

Под микрофонным эффектом понимают возникновее переменной составляющей анодного тока за счет возбужления бственных колебаний той или иной детали лампы, например нити тода у дами с катодом прямого накала, витков сетки и т. д. За счет ких колебаний может иметь место периодическое изменение междуектродных расстояний и тем самым модуляция анодного тока. Эти лебания могут возникнуть за счет кратковременного сотрясения ампы, например в результате легкого удара о баллон. Название hdeкта обусловлено тем. что возбуждение подобных колебаний может меть место в приемнике под воздействием звукового поля собственого динамика, вследствие чего лампа действует подобно микрофону. Виброшумами называются шумы, появляющиеся при раоте ламп в условиях вибрации. Они возникают за счет перемещений пдельных недостаточно жестко закрепленных деталей под действием геременных сил, обусловленных сообщаемым лампе переменным ускоением. Эти перемещения также могут приводить к периодическим ізменениям взаимного расположения электродов и тем самым к пеземенным составляющим токов. Уровень виброшумов зависит от жесткости конструкции системы электродов, от амплитуды и частоты вибраций, а также от расположения лампы относительно направления смещения. Он резко увеличивается, когда частота вибраций совпадает с резонансной частотой какой-либо детали. т. е. когда одновременно имеет место микрофонный эффект.

Шумы за счет дефектов ламп могут быть самого различного происхождения и характера. Так, например, наличие токов утечки между катодом и подогревателем приводит к помехе в виде гудения на частоте напряжения накала. Плохое крепление деталей при одновременном наличии токов утечки между электродами может приводить к кратковременным щелчкам (вроде тресков) при случайном сотрясении лампы, так как при этом вследствие незначительного перемещения какой-либо из деталей путь тока утечки может быть нарушен. Плохой вакуум из-за ионизации остаточных газов ведет к резкому возрастанию общего уровня шумов и т. д.

Когда ставится задача о получении ламп с малым уровнем шума, между шумами, обусловленными процессами, на которых основан принцип действия лампы, и второй группой источников шумов имеется существенная разница. В то время как шумы первой группы принципиально не устранимы, шумы второй могут быть сведены до очень низкого уровня путем конструктивных и технологических мероприятий.

Вопрос об уровне шумов, возникающих в радиоаппаратуре, и, тем самым, и об уровне шумов использованных в ней ламп имеет большое практическое значение. Оно заключается в том, что отношение уровия помех на выходе аппаратуры к величине получаемого здесь полезного сигнала определяет наименьшее значение сигнала на входе, которое еще может быть зарегистрировано данной аппаратурой, т. е. определяет чувствительность аппаратуры. Чтобы иметь возможность на фоне помех еще надежно регистрировать сигнал, нужно, чтобы величина сигнала в определенное количество раз превышала уровень помех. В этой главе разбираются только шумы за счет флуктуационня явлений.

§ 7.2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ *

Согласно сказанному в предыдущем параграфе шумы электронн ламп обусловлены физическими процессами, имеющими статис ческий характер. Поэтому выражения, характеризующие урове возникающих в лампах шумов, будут базироваться на закономерно тях теории вероятностей [Л.7.1], [Л.7.2]. Далее приводятся основн сведения из теории вероятностей, необходимые для вывода этих в ражений [Л.7.3].

7.2.1. Случайные величины и их законы распределения

Случайной величиной называется величина, котора в результате опыта может принять то или иное значение, причем за ранее неизвестно, какое именно. Эти значения могут быть дискретнь ми или непрерывно заполнять некоторый интервал на числовой осн Соответственно различают дискретные и непрерывные случайные во личины.

Основной характеристикой случайной величины является распре деление вероятностей того, что она примет то или иное определенно значение. Далее приводятся законы распределения вероятностей необходимые для рассмотрения флуктуаций токов в электронных лампах.

I. Биномиальное распределение

Предположим, что при каком-либо опыте могут произойти только события A или B. Событие B, следовательно, заключается в том, что событие A не наступает, и наоборот. Пусть вероятность наступления события A будет p, события B — q. Так как может произойти только или событие A или событие B, то p + q = 1 или

p = 1 - q.

Определим теперь, какова вероятность того, что за N независимых опытов n раз произойдет событие A и N - n раз — событие B, независимо от их последовательности. Пример: у игрока имеется 10 лотерейных билетов (N = 10). Какова вероятность, что в тираже выигрывают 5 билетов (n = 5)? Предположим, что при N опытах события получились в последовательности

ABAA ... A.

* Приводимые здесь сведения из теории вероятностей подобраны под углом зрения анализа шумов в электронных лампах. Их изложение не претендует на особую математическую строгость.

Так как вероятность одновременного наступления некоторого числа зависимых случайных событий равна произведению вероятностей ступления каждого события в отдельности, то вероятность наступния событий А и В в указанной последовательности будет

$$p \cdot q \cdot p \cdot p \cdot \cdots p = p^n q^{N-n}$$
.

Но по условию безразлично, в какой последовательности располаются события A и B, лишь бы за N опытов событие A наступило раз. Число различных последовательностей, при которых событие A ожет иметь место n раз, определяется числом возможных сочетаний N элементов по n:

$$C_N^n = \frac{N!}{n! (N-n)!} \,.$$

Следовательно, искомая вероятность будет составлять

$$P_N(n) = C_N^n p^n q^{N-n} = \frac{N!}{n! (N-n)!} p^n q^{N-n}.$$
(7.1)

По этой формуле можно P(n) пределить, какова вероятность гого, что при N опытах собыгие A наступает 1, 2, 3, ..., n раз. Если построить зависимость $P_N(n) = f(n)$, то получается ступенчатая кривая, которая показывает распределение этих вероятностей (рис. 7.2). Она имеет максимум, который, как легко показать, лежит при n = Np. Это значение n в дальнейщем будет обозначаться па



Рис. 7.2. Биномиальный закон распределения для p = 1/3 и N = 50 [Л.7.1]

$$g_0 = N\rho. \tag{7.2}$$

Закон распределения вероятностей, соответствующий выражению (7.1), называется биномиальным, так как $P_N(n)$ есть (n + 1)-й член разложения в ряд бинома $(p + q)^N$.

И. Распределение Пуассона

Рассмотрим теперь, как изменится выражение (7.1), если предположить, что N становится очень большим и в пределе стремится к бесконечности, p — очень малым и в пределе стремится к нулю, но так, чтобы при этом произведение Np стремилось к некоторому конечному значению. Учитывая, что q = 1-p и согласно (7.2) $p = n_0/N$, (7.1) можно представить в виде

$$P_{N}(n) = \frac{N!}{n! (N-n)!} \left(\frac{n_{0}}{N}\right)^{n} \left(1 - \frac{n_{0}}{N}\right)^{N-n}.$$

Так как согласно определению факториала

$$\frac{N!}{(N-n)!} = N (N-1) (N-2) \dots (N-n+1),$$

то при перестановке множителей в знаменателе

$$P_N(n) = \frac{N(N-1)(N-2)\dots(N-n+1)}{N^n} \cdot \frac{n_0^n}{n!} \left(1 - \frac{n_0}{N}\right)^{N-n}$$

или

$$P_N(n) = \left(1 - \frac{1}{N}\right) \left(1 - \frac{2}{N}\right) \dots \left(1 - \frac{n-1}{N}\right) \frac{n_0^n}{n!} \left(1 - \frac{n_0}{N}\right)^N \times \left(1 - \frac{n_0}{N}\right)^{-n}.$$
(7.)

Так как предполагалось, что $N \gg n_0$ и в пределе стремится к беконечности, то приближенно

$$\left(1-\frac{1}{N}\right)\left(1-\frac{2}{N}\right)\dots\left(1-\frac{n-1}{N}\right)=1,$$
$$\left(1-\frac{n_0}{N}\right)^{-n}=1$$

и согласно определению числа $e - e = \lim_{x \to \infty} (1 + 1/x)^x - \frac{1}{x \to \infty}$

$$\left(1-\frac{n_0}{N}\right)^N = \mathrm{e}^{-n_0}$$

Тогда вместо (7.3) получаем

$$P(n) = \frac{n_0^n}{n!} e^{-n_0}.$$
 (7.4)

Это выражение называется законом распределения П у ассона. По сравнению с (7.1) оно имеет то преимущество, что в него не входят величины N и p, которые в ряде задач могут быть неизвестными. Поскольку N здесь не фигурирует, закон Пуассона целесообразно обозначать P (n) вместо $P_N(n)$, оставляя обозначение $P_N(n)$ для биномиального закона.

7.2.2. Числовые характеристики случайных величин

Во многих случаях нет необходимости оперировать при расчетах с относительно сложной функцией распределения, а достаточно пользоваться определенными числовыми величинами, характеризующими лишь в основных чертах закон распределения рассматриваемой случайной величины. Эти числовые величины называются числовы ми характеристиками случайной величины и представляют собой различного вида средние значения, вычисленные по функции распределения.

Важнейшие числовые характеристики случайных величин слецующие.

1. Среднее значение случайной величины или ее математическое ожидание. Если случайная величина дискретна и может принимать значения $x_1, x_2, ..., x_n$ с вероятностью $p_1, p_2, ..., p_n$, то ее математическое ожидание \overline{x} (черта сверху означает усреднение):

$$\overline{x} = \sum_{i=1}^{n} x_i p_i.$$
(7.5)

Если случайная величина изменяется непрерывно в интервале от а до b, то для определения среднего значения этот интервал разбивается на элементы dx так, чтобы вероятность в пределах каждого элемента можно было считать постоянной. Тогда вместо суммы (7.5), переходя к пределу, получаем

$$\bar{x} = \int_{a}^{b} x \, dP_{xr} \tag{7.6}$$

где dP_x — вероятность того, что значение x лежит в пределах от x до x + dx.

2. Средний квадрат случайной величины или математическое ожидание ее квадрата. Ограничиваясь здесь, как и в следующих определениях, случаем непрерывных случайных величин, средний квадрат может быть представлен в виде

$$\bar{x}^2 = \int_{a}^{b} x^2 dP_x.$$
 (7.7)

3. Среднее отклонение случайной величины, понимая под этим ее среднее отклонение от математического ожидания

$$\overline{x-\overline{x}} = \int_{a}^{b} (x-\overline{x}) \, dP_{x}$$

Эта величина при интегрировании в широких пределах равна нулю, однако при достаточно узких пределах интегрирования имеет эначения, отличные от нуля.

4. Средний квадрат отклонения случайной величины, называемый иначе дисперсией случайной величины

$$\overline{(x-\overline{x})^2} = \int_a^b (x-\overline{x})^2 dP_x \tag{7.8}$$

Далее приводится два необходимых в дальнейшем правила действий над средними значениями случайных величин. Доказательства этих теорем можно найти в книгах по теории вероятностей [Л.7.3].

1. Математическое ожидание произведения постоянной величин а на случайную величину х равно произведению постоянной а на ма тематическое ожидание величины х

$$\overline{ax} = ax. \tag{7.9}$$

 Математическое ожидание суммы двух случайных величин рае но сумме их математических ожиданий

$$\overline{x+y} = \overline{x} + \overline{y}, \tag{7.10}$$

На основании приведенных ранее определений найдем теперичисловые характеристики, соответствующие рассмотренным законам распределения.

Начнем с математического ожидания n при биномиальном закон распределения. Эта величина в данном случае показывает, сколько раз в среднем при известной вероятности p наступает определенное событие за N независимых опытов. Поскольку при биномиальном законе распределения предполагается, что случайная величина дискретна, то для определения n следует использовать выражение (7.5), которое при обозначениях, принятых в 7.2.1, запишется в виде

$$\overline{n} = \sum_{n=1}^{N} n P_N(n).$$
(7.11)

Подставляя сюда (7.1), сокращая числитель и знаменатель на *п* и вынося *Np* за знак суммы, получаем

$$\bar{n} = Np \sum_{n=1}^{N} \frac{(N-1)!}{(n-1)!} p^{n-1} q^{N-n}.$$

Так как сумма в этом выражении равна сумме ряда, соответствующего биному $(p + a)^{N-1}$, то далее для \overline{n} можно написать

$$n = N p (p + q)^{N-1}$$

Поскольку p + q = 1, то отсюда следует

$$\overline{n} = Np. \tag{7.12}$$

Найдем теперь величину $\overline{n^3}$. С учетом дискретности рассматриваемой случайной величины она в отличие от (7.7) определится суммой

$$\overline{n^{2}} = \sum_{n=1}^{N} n^{2} P_{N}(n).$$

Так как $n^{n} = n (n - 1) + n$, то $n^{\overline{3}}$ можно представить в виде

$$\overline{n^2} = \sum_{n=1}^{N} n(n-1) P_N(n) + \sum_{n=1}^{N} n P_N(n)$$

Второе слагаемое согласно (7.11) и (7.12) равно Np. Производя с первым слагаемым преобразования, подобные преобразованиям при выводе (7.12), легко получить

$$\overline{n^2} = N(N-1)p^2 + Np.$$
(7.13)

Средний квадрат отклонения (дисперсия) $\overline{\Delta n^2}$, согласно определению, равен

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{(n-\overline{n})^2}.$$

Так как $\overline{(n-n)^2} = \overline{n^2} - \overline{2nn} + (\overline{n})^2$ и $\overline{2nn} = 2(\overline{n})^2$, то выражение для $\overline{\Delta n^2}$ можно записать в виде

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{n^2} - (\overline{n})^2 \, .$$

Подставляя сюда (7.13) и (7.12), получаем после простых преобразований

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{n} \left(1 - p \right). \tag{7.14}$$

Перейдем к распределению Пуассона. Для \overline{n} , очевидно, сохраняется выражение (7.12). Для $\overline{n^3}$, имея в виду, что $N\rho = \overline{n}$ и что p предполагается малым, на основании (7.13) можно написать

$$\overline{n^3} = (\overline{n})^2 + \overline{n}. \tag{7.15}$$

Для дисперсии, поскольку $p \ll 1$, из (7.14) следует

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{n} \,. \tag{7.16}$$

При распределении Пуассона дисперсия случайной величины, следовательно, равна ее среднему значению.

Из сравнения (7.2) и (7.12) следует, что $n_0 = \overline{n}$. Это дает возможность представить (7.4) в более удобном для практических целей виде

$$P(n) = \frac{(n)^n}{n!} e^{-\overline{n!}}.$$
(7.17)

7.2.3. Системы случайных величин. Корреляция

При изучении более сложных случайных явлений приходится использовать две или даже несколько случайных величин, образующих совместно систему. Свойства систем случайных величин не исчерпываются свойствами каждой величины в отдельности, а зависят еще от связей, существующих между ними.

11-286

Две случайные величины могут быть зависимыми или независимыми друг от друга. Два события считаются независимыми, если одно из них не влияет на появление другого. Соответственно две случайные величины называются независимыми или некоррелированны ми, если закон распределения каждой из них не зависит от того, какое значение приняла другая.

Для того чтобы найти критерий, по которому можно было бы установить, являются ли две случайные величины независимыми, рассмотрим математическое ожидание их произведения. Для независимых случайных величин x и у математическое ожидание их произведения равно произведению их математических ожиданий

$$\overline{xy} = \overline{x}\,\overline{y}\,.\tag{7.18}$$

Для доказательства этого положения предположим, что x может принять значения x_1, x_2, \ldots, x_n с вероятностями p_1, p_2, \ldots, p_n и y — значения y_1, y_2, \ldots, y_n с вероятностями P_1, P_2, \ldots, P_n . Тогда согласно (7.5)

$$\overline{x} = \sum_{i=1}^{n} x_{i} p_{i}; \quad \overline{y} = \sum_{k=1}^{n} y_{k} P_{k}; \quad \overline{xy} = \sum_{i=1}^{n} \sum_{k=1}^{n} x_{i} y_{k} p_{ik}, \quad (7.19),$$

где p_{ik} — вероятность одновременного появления x_i и y_k .

Если два события статистически независимы, то вероятность наступления их одновременно, как уже указывалось в 7.2.1, равна произведению вероятности наступления каждого в отдельности. Тогда

$$p_{ih} = p_i P_h$$
 if $\sum_{i=1}^n \sum_{h=1}^n x_i y_h p_{ih} = \sum_{i=1}^n \sum_{h=1}^n x_i y_h p_i P_h$

и далее, поскольку произведения $x_i p_i$ и $y_k P_k$ независимы друг от друга,

$$\sum_{i=1}^{n} \sum_{k=1}^{n} x_{i} y_{k} p_{ik} = \sum_{i=1}^{n} x_{i} p_{i} \sum_{k=1}^{n} y_{k} P_{k},$$

откуда при подстановке выражений (7.19) следует (7.18).

При рассмотрении шумов электронных ламп в основном будут интересовать отклонения случайных значений токов от своих средних значений, т. е. случайные величины, у которых математические ожидания равны нулю. Для независимых случайных величин x и y, у которых $\overline{x} = 0$ и $\overline{y} = 0$, согласно (7.18)

$$\overline{xy} = 0. \tag{7.20}$$

(7.21)

Иначе обстоит дело, когда величины x и y коррелированы. Характер корреляционной зависимости может быть различным. Наиболее простая корреляция — линейная. В этом случае связь между x и y можно представить в виде

$$y = ax + z$$
,

иде *а* — постоянная; *г* — флуктуирующая величина, не зависящая от *x*.

Выражение (7.21) соответствует наиболее общему случаю линейной корреляции — частичной, так как флуктуации у не полностью совпадают с флуктуациями х. Полная корреляция получится, если положить z = 0, т. е. когда

$$y = ax$$
.

В этом случае $\overline{xy} = \overline{ax^2} = a\overline{x^2}$, т. е. \overline{xy} не будет равным нулю, даже если $\overline{x} = 0$ и $\overline{y} = 0$. То же имеет место при частичной корреляции.

Из рассмотренных особенностей произведения ху вытекает следующее практически важное правило: если математическое ожидание каждой из двух независимых случайных величин равно нулю, то средний квадрат их суммы равен сумме их средних квадратов, т. е.

$$\overline{(x+y)^2} = \overline{x^2} + \overline{y^3}$$
. (7.22)

В этом легко убедиться, если возвести (x + y) в квадрат

$$\overline{(x+y)^2} = \overline{x^2} + 2\,\overline{xy} + \overline{y^3}\,. \tag{7.23}$$

Так как x и y независимы и x и y равны нулю, то согласно (7.20) $\overline{xy} = 0$. Тогда (7.23) переходит в (7.22).

7.2.4. Случайные функции. Корреляционная функция

Случайной называется функция, значение которой при каждом значении аргумента является случайной величиной. В дальнейшем будут рассматриваться лишь случайные функции, у которых аргументом служит время.

Так как случайной называется величина, которая в результате опыта может принимать то или иное значение, неизвестное заранее, то из определения случайной функции следует, что она в результате опыта может принять тот или иной вид, неизвестно заранее, какой именно.

Конкретный вид, принимаемый случайной функцией в результате опыта, называется реализацией случайной функции. При каждом опыте получается одна из возможных реализаций данной случайной функции.

Случайным называется процесс, протекание которого по времени описывается случайной функцией. Различают стационарные и нестационарные случайные процессы и соответственно стационарные и нестационарные случайные функции. Стационарным называется случайный процесс, протекающий по времени приблизительно однородно; описывающая его стационарная случайная функция имеет вид непрерывных случайных колебаний вокруг некоторого среднего значения, причем ни средняя амплитуда, ни характер этих колебаний не изменяются существенно со временем (рис. 7.3, a). Нестационарный случайный процесс, а соответственно и нестационарная случай ная функция характерны тем, что они имеют тенденцию развития с временем (рис. 7.3,6).

Случайные функции могут быть охарактеризованы теми же чис ловыми величинами, что и случайные величины. Существенная осо бенность стационарной случайной функции заключается в том, что значение ее числовых характеристик в связи с стационарностью но зависит от того, какой момент при их рассмотрении принять за начало отсчета времени.



Рис. 7.3. Виды случайных функций: а — стационарная; б — нестационарная

Определение числовых характеристик стационарных случайных функций возможно двумя путями. Один заключается в том, что рассматривают одну единственную реализацию этой случайной функции и пользуются ее значениями в различные моменты в пределах достаточно большого интервала времени. Во втором случае исходят из множества реализаций, полученных одновременно на большом числе объектов, в которых протекает один и тот же случайный процесс, и производят вычисления по значениям всех этих реализаций в один и тот же момент времени. Первым путем пользуются при измерении шумов, вторым — при их вычислении. Использование множества реализаций облегчает вычисления тем, что позволяет производить сперва усреднение по некоторому малому интервалу времени для одной реализации, а затем усреднение по множеству.

Далее приводятся некоторые необходимые в дальнейшем правила действий над числовыми характеристиками случайных функций в дополнение к тем, которые уже приводились в 7.2.2 для действий над случайными величинами:

1) математическое ожидание производной от случайной функции равно производной от се математического ожидания

$$\overline{\left(\frac{dx(t)}{dt}\right)} = \frac{d\,\overline{x(t)}}{dt}; \qquad (7.24)$$

2) математическое ожидание интеграда от случайной функции равно интегралу от ее математического ожидания

$$\int_{0}^{t} \overline{x(t) dt} = \int_{0}^{t} \overline{x(t) dt} .$$
(7.25)

Из этих правил следует, что операцию дифференцирования и операцию интегрирования можно менять местами с операцией усреднения.

Подобно тому, как между двумя различными случайными величинами может существовать корреляция, она возможна и между значениями случайной функции в разные моменты времени. Для того чтобы установить, существует ли такая корреляция, очевидно достаточно проверить, имеется ли она между отклонениями соответствующих значений случайной функции от среднего. Если значение случайной функции в момент времени t обозначить x (t), а в момент более поздний на отрезок времени $\theta - x$ (t + θ), то соответственно 7.2.3 критерием наличия корреляции между этими величинами может служить выражение

$$\{x(t) - \overline{x(t)}\} \{x(t+\theta) - \overline{x(t+\theta)}\}.$$

Это выражение называется корреляционной или автокорреляционной функцией. Если $\overline{x(t)} = 0$, как это часто имеет место, то корреляционную функцию можно записать в виде

$$\overline{x(t) x(t+\theta)}. \tag{7.26}$$

Степень корреляции между значениями одной и той же случайной функции в разные моменты времени уменьшается с ростом θ . Для учета скорости этого убывания пользуются понятием в р е м е н и к о р р е л я ц и и т, понимая под этим интервал времени, за пределами которого значения случайной функции практически можно считать некоррелированными. Отсюда следует соответственно (7.20), что при x(t) = 0 и $\theta > \tau$

$$\overline{x(t) \, x(t+\theta)} = 0. \tag{7.27}$$

Примером процесса с ограниченной по времени корреляцией может служить эмиссия электронов с катода. Если интервал времени между выходом двух электронов достаточно велик, то эти события можно считать некоррелированными. Если же выход второго электрона следует за выходом первого до того, как первый успел долететь до анода, т. е. в пределах его времени пролета τ_0 , то электрон, вышедший первым, за счет вызываемого им в междуэлектродном пространстве изменения электрического поля влияет на условия выхода второго. Время корреляции в этом случае приближенно равно времени пролета.

Корреляционная функция обладает следующими свойствами (рис. 7.4):

1. Она является функцией только от θ и не зависит от t. Независимость от t обусловлена стационарностью функции x(t).





2. Она симметрична относительно θ . Поскольку корреляционная функция согласно первому пункту не зависит от начала отсчета времени t, то его, очевидно, беспрепятственно можно передвинуть вперед на промежуток θ , т. е. заменить в (7.26) t на $t - \theta$ и $t + \theta$ на t. Так как, кроме того, очевидно, $\overline{x}(t) \times (t + \theta) = \overline{x}(t + \theta) \times (t)$, то из совокупности этих обстоятельств следует

$$\overline{x(t)x(t+\theta)} = \overline{x(t)x(t-\theta)}, \qquad (7.28)$$

т. е. симметричность относительно θ.

7.2.5. Спектральное разложение стационарной случайной функции

Как известно из электротехники, для вычисления действующих значений периодических несинусоидальных токов или напряжений требуется разложение их на гармонические составляющие. Таким же образом, очевидно, нужно поступать при определении числовых характеристик случайных функций, которые являются не только несинусоидальными, но и непериодическими.

Рассмотрим определение дисперсии как наиболее важной числовой характеристики случайной функции. Возьмем случайную функцию x(t), у которой $\overline{x(t)} = 0$. Тогда дисперсия будет равна среднему квадрату самой функции $\overline{x^2(t)}$. Для определения этой величины предположим сначала, что рассматриваемая функция не соответствует точно определению случайной функции, а что она периодична, однако с очень большим периодом повторения T_0 . Для получения результата, соответствующего истинной случайной функции, произведем затем переход к $T_0 = \infty$. При конечном значении T_0 функцию с переменной составляющей произвольной формы, как известно, можно представить в виде ряда Фурье. Если воспользоваться комплексной формой этого ряда, то разложение такой функции в ряд будет иметь вид [Л.7.4]

$$x(t) = \sum_{h=0}^{\infty} \left(A_h e^{i\omega_h t} + A_{-h} e^{-j\omega_h t} \right), \qquad (7.29)$$

где k — порядковый номер гармоники; ω_k — круговая частота k-й гармоники, равная

$$\omega_k = k \,\omega_0, \tag{7.30}$$

если оо - круговая частота основной гармоники

$$\omega_0 = 2\pi t_0 = \frac{2\pi}{T_0}; \tag{7.31}$$

А, и А-коэффициенты, равные

$$A_{h} = \frac{1}{T_{0}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} r_{0} dt, \qquad (7.32)$$

$$A_{-h} = \frac{1}{T_{a}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} r_{a}^{r_{a}} dt.$$
 (7.33)

Найдем теперь квадрат действующего значения *k*-й гармоники такой почти случайной функции. Для этого предположим, что имеется множество реализаций этой функции. Определим сначала квадрат действующего значения искомой гармоники для одной реализации. Если его обозначить X_{k}^2 , то согласно определению действующего значения

$$X_{k}^{2} = \frac{1}{T_{0}} \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}T_{0}} \left(A_{k} e^{j\omega_{k}t} + A_{-k} e^{-j\omega_{k}t} \right)^{2} dt, \qquad (7.34)$$

откуда при возведении скобки в квадрат

$$X_{k}^{2} = \frac{1}{T_{0}} \left(\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2} T_{0}} A_{k}^{2} e^{j \cdot 2\omega_{k} t} dt + 2 \int_{-\frac{1}{2} T_{0}}^{+\frac{1}{2} T_{0}} A_{k} A_{-k} dt + \int_{-\frac{1}{2} T_{0}}^{\frac{1}{2} T_{0}} A_{-k}^{2} e^{-j \cdot 2\omega_{k} t} dt \right).$$

Как интегралы периодической функции, взятые по полному периоду, первое и третье слагаемые в скобке равны нулю. Следовательно,

$$X_k^2 = 2A_k A_{-k} (7.35)$$

Полученное таким образом значение X² относится к одной определенной реализации. Но нужно иметь в виду, что рассматриваемый процесс случайный и ход каждой реализации соответствующей ему случайной функции несколько другой. Поэтому для определения среднего квадрата действующего значения k-й гармоники надо сначала определить его значение для каждой реализации и затем усреднить эти значения по множеству. Квадрат действующего значения k-й гармоники для каждой реализации будет выражаться формулой, аналогичной (7.35). Тогда среднее значение по всему множеству

$$\overline{X_k^2} = 2\,\overline{A_k\,A_{-k}}$$

или, при подстановке сюда (7.32) и (7.33)

 $\overline{X_{s}^{2}} = \frac{2}{T_{0}^{2}} \left(\int_{-\frac{1}{2}T_{0}}^{\frac{1}{2}T_{0}} x(t) e^{-j\omega_{k}t} dt \cdot \int_{-\frac{1}{2}T_{0}}^{\frac{1}{2}T_{0}} x(t) e^{j\omega_{k}t} dt \right). \quad (7.36)$

Очевидно, в этом выражении ничего не изменится, если в каждом интеграле аргумент обозначить по-другому, например t и t', и представить формулу в виде

$$\overline{X_{k}^{2}} = \frac{2}{T_{0}^{2}} \left(\int_{-\frac{1}{2} T_{0}}^{\frac{1}{2} T_{0}} x(t) e^{-l\omega_{k}t} dt \cdot \int_{-\frac{1}{2} T_{0}}^{\frac{1}{2} T_{0}} x(t') e^{l\omega_{k}t'} dt' \right). \quad (7.37)$$

Произведение двух интегралов по существу представляет собой произведение двух каких-то сумм. При этом каждый член одной суммы должен перемножаться на каждый член другой. Эта последовательность действий представляет собой двойной интеграл. Следовательно, (7.37) можно переписать в виде

$$\overline{X_k^2} = \frac{2}{T_0^2} \begin{pmatrix} \overline{t = \frac{1}{2} T_0 & t' = \frac{1}{2} T_0} \\ \int & \int \\ t = -\frac{1}{2} T_0 & t' = -\frac{1}{2} T_0 \\ t' = -\frac{1}{2} T_0 & t' = -\frac{1}{2} T_0 \end{pmatrix}.$$
(7.38)

Так как согласно правилам действий над средними значениями случайных величин интегрирование и усреднение можно поменять местами, то вместо (7.38) можно написать

$$\overline{X_{k}^{2}} = \frac{2}{T_{0}^{2}} \int_{t.\ t'=-\frac{1}{2}T_{0}}^{\frac{1}{2}T_{0}} \overline{x(t)x(t')e^{j\omega_{k}(t'-t)}} dt dt'$$

или

$$\overline{X_{k}^{2}} = \frac{2}{T_{0}^{2}} \int_{t=-\frac{1}{2}T_{0}}^{\frac{1}{2}T_{0}} \left(\int_{t'=-\frac{1}{2}T_{0}}^{\frac{1}{2}T_{0}} \frac{x(t)x(t')e^{i\omega_{k}(t'-t)}}{x(t)x(t')e^{i\omega_{k}(t'-t)}}dt' \right) dt$$

Положим теперь $t' = t + \theta$. При такой замене θ должно представлять собой произвольный, не фиксированный промежуток времени. Он не фиксирован в связи с тем, что t и t' можно выбирать произвольно. Производя в последнем выражении такую подстановку и учитывая, что $e^{j\omega} t^{\theta}$ как величина, не зависящая от t, может быть вынесена из-под знака усреднения, получаем

$$\overline{X_{k}^{2}} = \frac{2}{T_{0}^{2}} \int_{t=-\frac{1}{2}T_{0}}^{\frac{1}{2}T_{0}} \int_{0=-t-\frac{1}{2}T_{0}}^{-t+\frac{1}{2}T_{0}} \overline{x(t)x(t+\theta)} e^{t\omega_{k}\theta} d\theta dt$$

где $\overline{x(t) \times (t + \theta)}$ — корреляционная функция. Так как выражение в скобке не зависиит от t, то его можно вынести из-под знака интеграла и отбросить у него слагаемые t в пределах интегрирования, в результате чего

$$\overline{X_{k}^{2}} = \frac{2}{T_{0}^{2}} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}T_{0}} dt \int_{-\frac{1}{2}T_{0}}^{\frac{1}{2}T_{0}} \overline{x(t)x(t+\theta)} e^{tw_{k}\theta} d\theta$$

или, интегрируя по t,

$$\overline{X_k^2} = \frac{2}{T_0} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}T_0} \overline{x(t)x(t+\theta)} e^{j\omega_k \theta} d\theta.$$

Так как $e^{j\omega_k t} = \cos \omega_k t + j \sin \omega_k t$ и корреляционная функция симметрична, то выражение для \overline{X}_k^2 можно записать в виде

$$\overline{X_{k}^{2}} = \frac{2}{T_{0}} \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}T_{0}} \overline{x(t) x(t+\theta)} \cos \omega_{k} \theta d\theta.$$
(7.39)

Полученное выражение представляет собой средний квадрат дей ствующего значения к-й гармоники разложения. Для нахождении среднего квадрата действующего значения случайной функции в це лом необходимо знать зависимость средних квадратов действующий





значений гармоник от из частоты. Такую зависи мость называют с п е к т ральной харак теристикой ИЛИ спектром случай ной функции. Если построение спектра произволить по выражению (7.39). то нужно иметь е виду, что оно получено для ограниченного значения То и поэтому не совсем соответствует истин-HOMY случайной ходу функции. За счет конечного значения T_{n} полу-

(7.40)

чается не непрерывный спектр, а линейчатый с дискретными значениями средних квадратов действующих значений гармоник \overline{X}_k^2 через интервалы по оси абсцисс, равные f_0 . При переходе к $T_0 = \infty$ спектр из линейчатого превращается в сплошной. Переход можно представить следующим образом. Так как согласно (7.31) $f_0 = 1/T_0$, то с ростом T_0 уменьшаются интервалы между дискретными значениями \overline{X}_k^2 . При $T_0 \rightarrow \infty$ интервалы совсем исчезают и образуется непрерывная кривая. При выводе этой кривой удобно исходить из спектра, получающегося при конечном значении T_0 , и апроксимировать его многоступенчатой кривой со ступеньками шириной f_0 и высотой, равной значению квадрата действующего значения гармоники, соответствующей данной ступеньке, равномерно распределенному по ширине ступеньки (рис. 7.5). Если высоту ступеньки в полосе частот между kf_0 и $(k + 1) f_0$ обозначить S_k , то

$$S_h = \frac{\overline{\chi_h^2}}{t_0}.$$

Если теперь предположить, что $T_0 \rightarrow \infty$ и соответственно $f_0 \rightarrow 0$, т. е. перейти к сплошному спектру, то ордината спектра при частоте f будет

$$S(f) = \lim_{t_0 \to 0} \frac{\overline{X_t^2}}{f_0},$$

где $\overline{X_i^2}$ — средний квадрат действующего значения гармоники разложения случайной функции, имеющей частоту f.

Величина S, называется с п е к т р а л ь н о й п л о т н о с т ь ю с л у ч а й н о й ф у н к ц и и. Спектральная плотность случайной функции при частоте f представляет собой, таким образом, усредненную по множеству реализаций величину квадратов действующих значений ее гармоник, взятых для каждой реализации как среднее в узкой полосе частот вокруг частоты f.

На основании (7.40), (7.39) и (7.31) для непрерывного спектра можно написать

$$S(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{x(t) x(t+\theta)} \cos \omega \theta \, d\theta$$

или, поскольку подынтегральное выражение симметрично,

$$S(f) = 4 \int_{0}^{\infty} \overline{x(t) x(t+\theta)} \cos \omega \, \theta \, d \, \theta. \tag{7.41}$$

Зная S (f), средний квадрат действующего значения случайной функции в целом можно определить как

$$\overline{x(t)^2} = \int_{t_1}^{t_2} S(t) dt.$$
 (7.42)

Теоретически интегрирование должно производиться в пределах от $f_1 = 0$ до $f_2 = \infty$. Практически, однако, пределы интегрирования обычно более узки. Чем это обусловлено, будет рассмотрено далее.

§ 7.3. ДРОБОВЫЙ ЭФФЕКТ

7.3.1. Дробовый эффект при работе катода в режиме насыщения

Дробовый эффект, как уже указывалось, возникает за счет того, что количество электронов- n, эмиттируемых катодом в одинаковые очень малые промежутки времени τ , от промежутка к промежутку времени беспорядочно меняется. В результате этого у катодного тока появляется переменная составляющая, меняющаяся по случайному закону (см. рис. 7.1). Для того чтобы получить возможность количественно оценивать обусловленный этим уровень шумов, введем понятие *тока ищмов* или *шумового тока*. Если i_k — мгновенное значение флуктуирующего катодного тока лампы, I_k — его среднее значение, взятое за достаточно большой промежуток времени (\gg т), то под шумовым током $i_{\rm ш}$ понимают отклонение Δi_k мгновенного значения катодного тока от среднего, τ . е.

$$i_{\rm m} = \Delta i_{\rm g} = i_{\rm g} - I_{\rm g}. \tag{7.43}$$

Так как $i_{\rm m}$ — величина случайная, то возникает вопрос, каким образом, исходя из этой величины, можно определить уровень связанных с нею шумов. Среднее значение $i_{\rm m}$ для этой цели, очевидно, использовать нельзя, так как оно равно нулю. Поэтому поступают подобно тому, как это делается в теории переменных токов, и в качестве меры флуктуаций используют средний квадрат отклонения флуктуирующей величины, т. е. средний квадрат шумового тока

$$\overline{I_{\rm m}^2} = \overline{(I_{\rm R} - I_{\rm R})^3}.$$
(7.44)

Для определения $\overline{l_{u}^{2}}$ рассмотрим форму кривой катодного тока. Как уже указывалось, флуктуации катодного тока возникают за счет





флуктуаций величины электриуносимого ческого заряда, С катода Эмиттируемыми электза отдельные промеронами жутки времени т. Так как величины этого заряда ΜΟΓΫΤ только на целое отличаться число элементарных зарядов электричества, кривую флуктуирующего тока в идеализированном виде можно представить как кривую с прямоугольной переменной составляющей. амплитуда которой изменяется

по случайному закону (рис. 7.6). Согласно §7.2 при разложении случайной функции по теореме Фурье на гармонические составляющие получается непрерывный ряд гармоник, амплитуды которых тоже подвержены флуктуациям. Средний квадрат отклонений для кривой в целом тогда будет определяться как сумма средних квадратов действующих значений всех гармоник разложения. Эти средние квадраты в общем случае будут, очевидно различны для гармоник разной частоты. Зависимость среднего квадрата действующих значений гармоник от частоты называют спектральной характеристикой шума или спектром шума. При непрерывном спектре интенсивность гармоники определенной частоты характеризуется величиной спектральной плотности шум а, представляющей собой в соответствии с общим определением, данным в § 7.2, сумму средних квадратов действующих значений гармоник. взятых около этой частоты в пределах очень узкой полосы частот, отнесенную к ширине этой полосы. Спектральную плотность шума будем обозначать S (f); ее размерность — А²/Гц. Так как квадрат тока пропорционален мощности, то для характеристики уровня флуктуаций электрических величин иногда используют энергетическую терминологию. Поэтому кроме названия «спектральной плотности шумов» для S (f) в литературе встречается и название «спектральная мощность шумов». Соответственно иногда называют `«м о шностью» шумов.

Спектр дробового шума представлет собой горизонтальную линию, переходящую выше некоторой граничной частоты в медленно спадающую кривую (рис. 7.7). У современных приемно-усилительных ламп граница горизонтального, частотонезависимого участка спектра обычно лежит около 50—60 МГц, у специальных измерительных диодов — на частотах до 300 МГц. Уменьшение амплитуд гармонических составляющих при f > 50 МГц связано с тем, что длительность их периода становится сравнимой с временем пролета электронов τ_0 . Шум, имеющий сплошной спектр с амплитудами гармнонических составляющих, не меняющимися с частотой, принято-называть « б е л ы м». Согласно этому определению дробовый шум в пределах частот от 0 до $10^7 \div$ $\div 10^8$ Гц представляет собой

«белый» шум. Термин «белый» *5(4)* взят из оптики и обусловлен тем, что свет с подобного рода спектром воспринимается как белый.

Имея спектр шума, $t_{\rm m}^2$ можно определить по формуле

Пределы интегрирования опре-

$$\overline{i_{m}^{2}} = \int_{0}^{s} S(f) df. \quad (7.45)$$





деляются границами f_1 и f_2 полосы пропускания схемы, в которой работает лампа. Такие пределы интегрирования обусловлены тем, что до выходных зажимов схемы могут дойти лишь те гармоники шума, которые лежат в преде-

лах ее полосы пропускания. На основания (7.45) для дробового шума диода, работающего в режиме насыщения и включенного в схему с полосой пропускания в пределах горизонтального участка спектра, получается выражение

$$\overline{i_{\rm m}^2} = 2e\,I_{\rm m}\,\Delta f,\tag{7.46}$$

где е — заряд электрона; $\Delta f = f_2 - f_1$ — полоса пропускания схемы.

Формула (7.46) была впервые указана Шоттки. Она пригодна для определения дробового шума диода при работе его не только в режиме насыщения, но и в режиме начального тока, так как в этом режиме согласно (2.29) изменение катодного тока пропорционально изменению тока лампы в режиме насыщения.

Для вывода формулы (7.46) из общего выражения (7.45) воспользуемся данными из теории вероятностей, приведенными в предыдущем параграфе. Если разложить интеграл (7.42) на два слагаемых и заменить в нем общее обозначение случайной функции x(t) на интересующую конкретно функцию $\Delta i_{\kappa}(t)$, то получаем

$$S(f) = 4\left(\int_{0}^{\tau_{\alpha}} \overline{\Delta i_{\kappa}(t) \cdot \Delta t_{\kappa}(t+\theta)} \cos \omega \theta d\theta + \int_{\tau_{\alpha}}^{\infty} \overline{\Delta i_{\kappa}(t) \Delta i_{\kappa}(t+\theta)} \cos \omega \theta d\theta\right).$$

В качестве границы, по которой произведено разделение интеграла, взято время корреляции т₀, которое в случае токопрохождения через диод приблизительно равно, как было указано в 7.2.4, времени пролета электрона. Второй интеграл суммы в ссответствии с (7.27) равен нулю, так как $\overline{\Delta i}_n = 0$ и значения тока $\Delta i_R(t)$ и $\Delta i_R(t + \theta)$ при $\theta > \tau_0$ практически не коррелированы. Первый интеграл суммы за счет множителя соѕ ω^{θ} в общем случае зависит от частоты; однако при низких частотах, когда $\omega \tau_0 \ll 1$ и поэтому соѕ $\omega \tau_0 \approx 1$, зависимость от / практически пропадает. Если значение S (f) при низкой частоте обозначать S₀, то отсюда

$$S_0 = 4 \int_0^\infty \overline{\Delta i_{\mathfrak{g}}(t) \cdot \Delta i_{\mathfrak{g}}(t+\theta)} d\theta.$$
 (7.47)

Величина S_0 численно равна удвоенной площади под кривой корреляционной функции, приведенной на рис. 7.4. Спектральная плотность дробового шума на низких частотах, пока $\omega \tau_0 \ll 1$, таким образом, не зависит от частоты, а на более высоких частотах, где соз $\omega \tau_0$ нельзя приравнять единице, с ростом *f* уменьшается (см. рис. 7.7). Когда спектральная плотность шумов равна S_0 , выражение (7.45) принимает вид

$$\overline{t_{\rm m}^2} = S_0 \,\Delta f. \tag{7.48}$$

Для того чтобы довести (7.47) до вида, пригодного для практических расчетов, определим сначала средний квадрат отклонения катодного тока за малый промежуток времени т. Для этого воспользуемся мегодикой усреднения, уже упомянутой в 7.2.4. Она заключается в том, что сначала определяется среднее по т для одной реализации кривой тока. Но так как получающаяся величина в связи с малым значением т и единичностью рассматриваемой реализации тоже еще флуктуирует, то она подвергается дополнительному усреднению путем перехода к множеству их. Если $\Delta l_{\kappa}(t)$ — мгновенное значение отклонения катодного тока для одной реализации зависимости его от времени, $\Delta i_{\kappa\tau}$ — соответствующее среднее значение за время т, то можно написать

$$\Delta i_{\mathrm{gr}} = \frac{1}{\tau} \int_{-\frac{1}{2}\tau}^{\frac{1}{2}\tau} \Delta i_{\mathrm{gr}}(t) dt.$$

Отсюда средний квадрат отклонения по множеству реализаций

$$\overline{\Delta i_{\mathtt{RT}}^2} = \overline{\left(\frac{1}{\tau}\int\limits_{-\frac{1}{2}\tau}^{\frac{1}{2}\tau} \Delta i_{\mathtt{R}}(t) dt\right)^2}.$$

В этих двух выражениях слагаемые *t* в пределах интегрирования опущены, так как числовые характеристики стационарных случайных

функций не зависят от выбора начала отсчета времени. Таким же образом, как из (7.37) было получено (7.39), выражение для $\Delta t^2_{\kappa\tau}$ можно привести к виду

$$\overline{\Delta t_{R\tau}^2} = \frac{1}{\tau} \int_{-\frac{1}{2}\tau}^{\frac{1}{2}\tau} \overline{\Delta t_R(t) \Delta t_R(t+\theta)} d\theta.$$

Учитывая, что корреляционная функция симметрична, это выражение можно заменить выражением

$$\overline{\Delta i_{\kappa\tau}^2} = \frac{2}{\tau} \int_0^{\frac{1}{2}\tau} \overline{\Delta i_\kappa(t) \,\Delta i_\kappa(t+\theta)} \,d\theta \qquad (7.49)$$

Величину $\overline{\Delta i_{k\tau}^2}$ можно выразить еще в другом виде. Если под Δn_{τ} понимать среднее отклонение числа электронов, выходящих из катода за тот же промежуток времени τ , который рассматривался ранее, а под $\Delta i_{\kappa\tau}$ — соответствующее среднее отклонение катодного тока, то Δn_{τ} и $\Delta i_{\kappa\tau}$ связаны уравнением

$$\Delta i_{\rm RT} = \frac{e}{\tau} \Delta n_{\tau}.$$

Если теперь путем перехода к множеству определить среднее квадратичное значение $\Delta i_{\kappa\tau}$, то получаем

$$\overline{\Delta i_{\kappa\tau}^2} = \frac{e^3}{\tau^3} \,\overline{\Delta n_{\tau}^2} \,. \tag{7.50}$$

Для дальнейшего преобразования этого выражения необходимо знать, какому закону распределения вероятностей подчиняется выход электронов из катода. Если принимать во внимание только гармоники разложения, частоты которых соответствуют горизонтальному, т. е. частотонезависимому, участку спектра, то можно считать, что распределение происходит по закону Пуассона. Покажем это на примере. Согласно 7.2.1 распределение по Пуассону получается, когда число опытов N очень велико, вероятность наступления события за один опыт р очень мала, их произведение Np конечно и события можно считать независимыми. Рассмотрим теперь лампу, у которой ток насыщения равен 0,1 А. Поскольку заряд электрона равен 1,60-10-19 К. 0,1 то такому току соответствует выход из катода $\frac{0.1}{1.6 \cdot 10^{-10}} = 6.3 \cdot 10^{17}$ электронов в секунду. Если рассматривать каждую секунду как последовательность элементарных интервалов времени в 10-20 с, то при токе в 0,1 А вероятность выхода одного электрона за такой элементарный интервал будет очень мала (p = 6,3·10⁻³). Если далее каждый интервал в 10⁻²⁰ с считать отдельным опытом, то число опытов за 1 с получается большим ($N = 10^{20}$), а произведение Np имеет на несколько порядков меньшую величину (6.3 $\cdot 10^{17}$). Теперь еще нужно установить, можно ли при интервалах времени 10^{-20} с считать события независимыми. Очевидно этого делать нельзя, так как время пролета электронов обычно значительно больше чем 10^{-20} с. Однако если верхний предел полосы пропускания схемы f_2 лежит в пределах горизонтального участка кривой спектра, их можно рассматривать как независимые на том основании, что длительность периода учитываемых гармоник значительно больше времени корреляции. Таким образом, флуктуации тока эмиссии в пределах частотонезависимой части спектра можно считать удовлетворяющими всем условиям, при которых действителен закон распределения Пуассона. Тогда на основании (7.16) вместо (7.50) можно написать

$$\overline{\Delta i}_{\kappa\tau}^2 = \frac{e^2}{\tau^2} \overline{n_{\tau}}, \qquad (7.51)$$

где $\overline{n_t}$ — среднее число электронов, выходящих из катода за интервалы времени, равные т.

Величина п. связана с током катода І, выражением

$$I_{\rm sc} = \frac{e}{\tau} \, \overline{n_{\tau}}.\tag{7.52}$$

Подставляя отсюда n, в (7.51), имеем

$$\Delta \overline{i_{\kappa\tau}^2} = -\frac{e}{\tau} I_{\kappa}. \tag{7.53}$$

На основании (7.53), (7.47) и (7.49) можно получить простую расчетную формулу для S_0 , но для этого нужно предварительно уточнить соотношение между входящими в эти уравнения промежутками времени т и τ_0 . Так как при выводе (7.53) используется закон распределения Пуассона, то тем самым предполагается, что события в отдельные промежутки т независимы друг от друга. Это справедливо тогда, когда т больше, чем полоса значений θ , в пределах которой корреляционная функция в первом приближении отлична от нуля, т. е. когда $\tau \ge 2\tau_0$ (см. рис. 7.4). В этом случае из указанных уравнений следует, что

$$S_0 = 2e I_{\mu}$$
. (7.54)

Если это выражение подставить в (7.48), получается формула Шоттки.

7.3.2. Дробовый эффект при ограничении тока катода пространственным зарядом

В режиме насышения выход каждого электрона из катода можно было рассматривать как независимое случайное событие. Иначе обстоит дело в режиме пространственного заряда, когда перед катодом имеется минимум потенциала. Хотя выход электрона из катода и остается независимым событием, уход его за пределы минимума уже не является таковым. Если в течение некоторого малого промежутка времени катодом эмиттируется электронов больше, чем эмиттируется в среднем, то это приводит к углублению минимума потенциала и тем самым к уменьшению диапазона начальных скоростей, при которых электроны способны пройти к аноду. В результате этого частично компенсируется увеличение катодного тока, вызванное увеличением тока эмиссии. Пространственный заряд, таким образом, сглаживает флуктуации тока эмиссии. Это демпфирующее действие пространственного заряда учитывается при расчете дробового шума путем введения в (7.46) множителя, меньшего единицы, обозначаемого Γ^2 и называемого коэффициентом депрессии дробового шума

$$\overline{I_{\rm m}^2} = 2e I_{\rm u} \Gamma^2 \Delta f. \tag{7.55}$$

Это выражение является более общей формулой для расчета дробового шума, чем (7.46). Она переходит в (7.46), когда катод работает в режимах насыщения или начального тока, при которых минимум отсутствует и поэтому $\Gamma^3 = 1$. При больших отношениях U_a/U_T и малых I_a/I_B значение Γ^2 приближенно можно определять по формуле

$$\Gamma^2 = 0.644 \frac{2k T_u S}{e l_u}, \qquad (7.56)$$

где k — постоянная Больцмана; T_к — температура катода (K); I_к — катодный ток; S — крутизна характеристики катодного тока. (7.56) часто удобнее представить в виде

$$\Gamma^2 = 0,644 \frac{2U_T S}{I_{\mu}}, \qquad (7.56a)$$

где $U_T = \frac{k T_K}{e}$.

У приемно-усилительных ламп с оксидным катодом условия, при которых применимо (7.56), в обычных рабочих режимах выполняются с достаточной для практических целей точностью.

Исходя из того, что у диода в режиме пространственного заряда согласно (2.76) приближенно

$$\frac{S}{I_{\rm R}}\sim\frac{1}{U_{\rm a}},$$

зависимость $\Gamma^2 = f(U_a)$ для диода имеет вид, приведенный на рис. 7.8. У приемно-усилительных ламп в нормальных рабочих режимах Γ^2 обычно лежит в пределах 0,1—0,2.

Установим теперь более точно закономерности, определяющие величину Г² в диоде с плоской системой электродов. Электроны, выходящие из катода, при наличии перед ним минимума потенциала U_m , в зависимости от величины нормальной составляющей начальной скорости *v* делятся, как известно, на две группы: электроны, имеющие кинетическую энергию $\frac{1}{2}mv^2 > e[U_m]$ и долетающие до анода, и электроны, у которых $\frac{1}{2}mv^2 < e |U_m|$ и которые в связи с этим возвращаются обратно к катоду. Определим влияние каждой группы на



Рис. 7.8. $\Gamma^2 = f_i(U_a)$ для диода

коэффициент депрессии. Рассмотрим электрон первой группы, нормальная составляющая начальной скорости которого лежит пределах $v \rightarrow v + dv$. B При переходе к аноду он переносит свой собственный заряд е. Но этим его влияние на токопрохождение может быть не исчерпанным. Если он вышел из катода сверх среднего электронов числа этой группы скоростей, то он во время пребывания в междуэлектродном прост-

ранстве увеличиваст глубину минимума и тем самым заставляет некоторые электроны, которые при его отсутствии прошли бы к аноду, вернуться обратно к катоду. Вызванное этим электроном уменьшение катодного тока пропорционально $\partial I_{\mu}/\partial I_{90}$, где I_{90} — ток, соответствующий доли тока эмиссии, приходящейся на электроны с нормальной составляющей начальной скорости в пределах $v \rightarrow v + dv$. Таким образом заряд e', передвигающийся по внешней цепи за счет эмиссии катодом одного электрона с начальной скоростью в пределах $v \rightarrow v + dv$, будет составлять

$$e' = e\left(1 + \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial I_{9\tau}}\right).$$

Так как $\partial I_{\mu}/\partial I_{\mu\nu}$ — величина отрицательная, то е' меньше заряда. электрона е. Электрон втрой группы собственного заряда на анод не переносит. Он действует только на глубину минимума. Его передвижение между катодом и минимумом вызывает появление во внешней « цепи лишь заряда

$$e''=\frac{\partial I_{\mathbf{k}}}{\partial I_{\mathbf{sv}}}.$$

Определим теперь средний квадрат отклонения катодного тока за малый промежуток времени т — $\overline{\Delta I^2}_{\rm kr}$. Используя выражение (7.51) и учитывая, что применительно к данному случаю *е* в нем нужно заменить соответственно величинами *е'* или *e''*, получаем в результате сум-

мирования по всем значениям нормальных составляющих начальных скоростей в пределах каждой из обеих групп электронов

$$\overline{\Delta t_{\kappa\tau}^2} = \int \frac{e^3}{\tau^2} \left(1 + \frac{\partial I_\kappa}{\partial I_{90}}\right)^2 \overline{dn_v} + \int \frac{e^3}{\tau^2} \left(\frac{\partial I_\kappa}{\partial I_{90}}\right)^2 \overline{dn_v}, \qquad (7.57)$$

где dn_v — среднее число электронов, эмиттированных катодом за время т с нормальной составляющей начальных скоростей в пределах $v \rightarrow v + dv$. Первое слагаемое представляет собой вклад проходящих электронов, второе — возвращающихся.

Для приведения этого уравнения к более наглядному виду найдем связь между \overline{dn}_{o} и I_{u} . Так как распределение эмиттируемых электронов по начальным скоростям определяется законом Максвелла, то [Л.7.5]

$$\overline{dn_{v}} = \pi F \frac{4\pi m^{2} k T_{\kappa}}{h^{3}} \exp\left(-\frac{mv^{2}}{2k T_{\kappa}}\right) v dv, \qquad (7.58)$$

где F — эмиттирующая поверхность. Учитывая, что ток эмиссии

$$I_{\mathfrak{g}} = F A T_{\mathfrak{K}}^2 \exp\left(-\frac{e \varphi}{k T_{\mathfrak{K}}}\right),$$

где $A = \frac{4\pi mek^3}{h^3}$,

и согласно (2.33)

$$I_{\mathfrak{g}}=I_{\mathfrak{g}}\exp\left(-\frac{eU_{m}}{kT_{\mathfrak{g}}}\right),$$

(7.58) можно представить в виде

$$\overline{dn_{v}} = \frac{\tau}{e} I_{x} \exp\left[-\frac{1}{kT_{x}} \left(\frac{1}{2} mv^{2} + eU_{m}\right)\right] d\left(\frac{mv^{2}}{2kT_{x}}\right).$$
(7.59)

Если теперь ввести обозначение

$$\lambda = \frac{1}{kT_{u}} \left(\frac{1}{2} m v^{2} + e U_{m} \right), \tag{7.60}$$

то вместо (7.59) можно записать

$$\overline{dn_v} = \frac{\tau}{e} I_R \exp\left(-\lambda\right) d\lambda.$$

Тогда (7.57) принимает вид

$$\overline{\Delta i_{R\tau}^{2}} = \int_{0}^{\infty} \frac{e}{\tau} \left(1 + \frac{\partial I_{R}}{\partial I_{BT}}\right)^{2} I_{R} \exp(-\lambda) d\lambda + \\ + \int_{0}^{0} \frac{e}{\tau} \left(\frac{\partial I_{R}}{\partial I_{BT}}\right)^{2} I_{R} \exp(-\lambda) d\lambda.$$
(7.61)

Пределы интегрирования поставлены соответственно диапазонам начальных энергий электронов, к которым эти интегралы относятся. Так как совместно из (7.48), (7.53) и (7.54) следует, что

$$\overline{t_{\rm m}^2} = 2\tau \,\overline{\Delta} \, \overline{t_{\rm pr}^2} \, \Delta f, \qquad (7.62)$$

то из (7.61) можно получить для среднего квадрата тока шумов

$$\overline{I_{m}^{2}} = 2e I_{\kappa} \left[\int_{0}^{\infty} \left(1 + \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial I_{sv}} \right)^{2} \exp\left(-\lambda\right) d\lambda + \int_{\frac{eU_{m}}{kT_{\kappa}}}^{0} \left(\frac{\partial I_{\kappa}}{\partial I_{sv}} \right)^{2} \exp\left(-\lambda\right) d\lambda \right] \Delta f$$

и путем сравнения с (7.55) — для коэффициента депрессии

$$\Gamma^{2} = \int_{0}^{\infty} \left(1 + \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial I_{9v}} \right)^{2} \exp\left(-\lambda\right) d\lambda + \int_{\frac{eU_{m}}{kT_{\kappa}}}^{0} \left(\frac{\partial I_{\kappa}}{\partial I_{9v}} \right)^{2} \exp\left(-\lambda\right) d\lambda =$$
$$= \Gamma_{m}^{2} + \Gamma_{mn}^{2}$$
(7.63)

Здесь Γ_{np}^2 — частичный коэффициент депрессии за счет электронов, уходящих к аноду; Γ_{no3}^2 — частичный коэффициент депрессии за счет электронов, возвращающихся к катоду.

Пользуясь решением уравнения Пуассона для диода, данного Ленгмюром (см. гл. 2), отсюда путем численного интегрирования можно определить связь между Γ^2 и режимом работы лампы. Результаты этих расчетов [Л.7.6] можно представить аналогично (2.45) в виде зависимости $\Gamma^2 = f(U_a/U_T, I_a/I_{\infty})$.

На рис. 7.9 приведены соответствующие кривые в двух различных видах. На рис. 7.9, a абсциссой служит величина $\frac{U_a - U_m}{U_T}$, т. е. представлено семейство

$$\Gamma^2 = f\left(\frac{U_a - U_m}{U_T}\right)$$

при I_p/I_∞ в качестве параметра. При выборе в качестве абсциссы величины $\frac{U_a - U_m}{U_T}$ начальные точки всех кривых семейства совпадают. Для изображения кривых в более широких пределах использован двойной логарифмический масштаб. На рис. 7.9, 6 кривые даны в линейном масштабе и аргументом, так же как в диаграмме Ферриса (см. рис. 2.17), является величина U_a/U_T

$$\Gamma^2 = f\left(\frac{U_a}{U_T}\right)$$
 при $\frac{I_s}{I_{so}}$ — в качестве параметра.
Перейдем теперь к выводу (7.56). При условиях, когда действительно (7.56), почти всегда Г²воз « Г²пр. т. е.

$$\Gamma^2 \approx \Gamma_{np}^2. \tag{7.64}$$

Исходя из данного Ленгмюром расчета распределения потенциала в диоде, при использовании приближенного решения (2.37) для 1 + $\partial I_{\mu}/\partial I_{9\pi}$ можно получить [Л.7.2]:

$$1 + \frac{\partial I_{u}}{\partial I_{sv}} = 3 \left(\frac{U_T}{U_u - U_m} \right)^{V_s} \left(\sqrt{\lambda} - \sqrt{\frac{\pi}{4}} \right).$$
(7.65)



Рис. 7.9. Коэффициент депрессии при различных значениях /₉//_∞в зависимости от:

$$a = \frac{U_a - U_m}{U_T}$$
 в двойном логарифмическом масштабе; 6 — U_a / U_T в ли-
нейном масштабе

На основании (7.63) и (7.64) отсюда

$$\Gamma^{2} = 9 \frac{U_{T}}{U_{a} - U_{m}} \int_{0}^{\infty} \left(\sqrt{\lambda} - \sqrt{\frac{\pi}{4}} \right)^{3} e^{-\lambda} d\lambda.$$

Учитывая, что

$$\int_{0}^{\infty} \lambda e^{-\lambda} d\lambda = 1, \quad \int_{0}^{\infty} \sqrt{\lambda} e^{-\lambda} d\lambda = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \quad \text{if } \int_{0}^{\infty} e^{-\lambda} d\lambda = 1,$$

при интегрировании получаем

$$\Gamma^{2} = 9 \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \frac{U_{T}}{U_{a} - U_{m}}.$$
 (7.66)

Если теперь воспользоваться уравнением (2.76), согласно которому приближенно

$$\frac{S}{I_{\rm R}} = \frac{3}{2} \frac{1}{U_{\rm R} - U_{\rm m}},$$

то (7.66) можно представить в виде

$$\Gamma^2 = \Im\left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \frac{2U_T S}{I_B}$$

или, так как 3 (1 — п/4) = 0,644,

$$\Gamma^2 = 0,644 \frac{2U_T S}{I_{\rm E}}.$$

§ 7.4. ШУМ ТОКОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ

В лампах с двумя положительными электродами, как, например, в лампах с экранирующей сеткой, к шуму за счет дробового эффекта добавляется еще шум за счет токораспределения. Возникновение этого шума обусловлено случайностью распределения электронов между положительными электродами, т. е. флуктуациями коэффициента токопрохождения. В случае ламп с экранирующей сеткой средний квадрат тока шумов в анодной цепи можно вычислить по формуле

$$\overline{l_{\rm ma}^2} = 2e \, I_a \, \frac{\Gamma^a \, I_a + I_{c2}}{I_{\rm m}} \, \Delta f, \qquad (7.67)$$

где Г² — коэффициент депрессии дробового шума за счет пространственного заряда перед катодом.

Это выражение получается следующим образом. Так как флуктуации катодного тока за счет дробового эффекта и флуктуации коэффициента токопрохождения независимы друг от друга, то средний квадрат тока шумов в анодной цепи можно рассматривать как сумму средних квадратов тока шумов, обусловленного флуктуациями анодного тока за счет флуктуаций катодного, и тока шумов за счет флуктуаций коэффициента токопрохождения

$$\overline{i_{\rm ma}^2} = \overline{i_{\rm ma,gp}^2} + \overline{i_{\rm mq}^2}, \qquad (7.68)$$

где $\overline{l^a}_{\max \, \mathrm{др}}$ — вклад дробового эффекта в шум в анодной цепи;

 $\overline{l^2}_{mq}$ — средний квадрат тока шумов за счет флуктуаций коэффициента токопрохождения q.

Ток шумов в анодной цепи за счет дробового эффекта связан с соответствующим током в катодной цепи соотношением

$$i_{\mathrm{ma}\,\mathrm{ap}} = q \, i_{\mathrm{mk}\,\mathrm{ap}},$$

где <u>q</u> — среднее значение коэффициента токопрохождения. Отсюда

$$\overline{i_{\text{una},\text{pp}}^2} = (\overline{q})^2 \cdot \overline{i_{\text{unk},\text{pp}}^2}$$
(7.69)

или, используя для $i_{\rm ink np}^2$ соотношение (7.55),

$$\overline{I_{\text{mapp}}^2} = (\overline{q})^2 2e I_{\text{R}} \Gamma^2 \Delta t.$$
(7.70)

При определении $\overline{i_{mq}^2}$ будем считать, что поток электронов с катода по времени постоянен и что за некоторый малый промежуток времени т с катода уходит $n_{x\tau}$ электронов, которые распределяются на экранирующую сетку и анод по случайному закону. Число электронов, попадающих за время т на анод, обозначим $n_{a\tau}$. В то время как $n_{\kappa\tau}$ по времени постоянно, $n_{a\tau}$ — величина флуктуирующая. Вероятность того, что электрон попадет на анод, очевидно, равна q, а того, то он же не попадет на сетку — 1 — q. Исходя из того, что оба эти события наступают одновременно, связь между величинами $n_{a\tau}$ и $n_{\kappa\tau}$ согласно 7.2.1 будет

$$n_{a\tau} = q (1 - q) n_{g\tau}. \tag{7.71}$$

Так как значения $n_{a\tau}$ за различные промежутки времени т независимы друг от друга и q — величина не бесконечно малая, то флуктуации $n_{a\tau}$ подчиняются биномиальному закону распределения вероятностей. Тогда согласно (7.16) дисперсия $n_{a\tau}$ равна

$$\overline{\Delta n}_{a\tau}^2 = \overline{q} \left(1 - \overline{q} \right) n_{\kappa\tau}. \tag{7.72}$$

Так как в соответствии с (7.62)

$$\overline{i_{mq}^2} = 2\tau \overline{\Delta} \, \overline{i_{av}^2} \Delta f, \qquad (7.73)$$

где $\overline{\Delta i}^{2}_{ax}$ — дисперсия анодного тока за счет флуктуаций q, в соответствии с (7.50)

$$\overline{\Delta i}_{a\tau}^2 = \frac{e^2}{\tau^3} \,\overline{\Delta n_{a\tau}^2} \tag{7.74}$$

и, наконец, согласно (7.52)

$$n_{\mu\tau} = -\frac{\tau}{e} I_{\mu},$$

то путем соответствующих подстановок из (7.72) можно получить

$$\overline{i_{\rm imq}^2} = \overline{q} \left(1 - \overline{q} \right) 2e I_{\rm is} \Delta f$$

или, поскольку $(1 - \overline{q}) I_{\rm B} = I_{\rm c2}$,

$$\overline{t_{imq}^2} = \overline{q} \, 2e \, I_{c2} \Delta f, \qquad (7.75)$$

где I_{cs} — ток экранирующей сетки. Путем сложения (7.70) и (7.75) получаем для суммарного шума в анодной цепи лампы

$$\overline{i_{\text{uua}}^2} = \left[\left(\,\overline{q} \,\right)^2 2e \, I_{\kappa} \, \Gamma^2 + \overline{q} \, 2e \, I_{c2} \right] \Delta f, \qquad (7.76)$$

откуда при постановке $I_{\rm R} = I_a/\overline{q}$ непосредственно следует (7.67).

Шум токораспределения в расчетных формулах проявляется лишь тогда, когда лампа работает в режиме пространственного заряда.

В режимах начального тока и насыщения, где $\Gamma^2 = 1$ (7.67), сводится к выражению

$$i_{\rm ma}^2 = 2e I_a \Delta f, \qquad (7.77)$$

соответствующему дробовому шуму при токе I_a и отсутствии минимума потенциала. Этот результат объясняется следующим. Как уже указывалось в § 7.1, флуктуации за счет дробового эффекта и токораспределення обусловлены случайными процессами одинакового характера. Однако при наличии пространственного заряда, т. е. когда $\Gamma^2 < 1$, оба вида флуктуаций находятся в лампе в различных условиях. В то время как флуктуации за счет токораспределения передаются анодному току лампы полностью, флуктуации за счет дробового эффекта в связи с наличием минимума потенциала подвержены демпфирующему действию пространственного заряда. При $\Gamma^2 = 1$ минимум потенциала отсутствует и оба процесса попадают в одинаковые условия, соответствующие условиям дробового эффекта при отсутствии пространственного заряда.

§ 7.5. ШУМЫ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ

Если в электронной лампе имеет место переход вторичных электронов с одного положительного электрода на другой — будь это при динатронном эффекте или при использовании вторичной эмиссии для внутрилампового усиления — к рассмотренным ранее источникам шумов добавляется шум за счет вторичной эмиссии. Он обусловлен тем, что число вторичных электронов, выбиваемых отдельными первичными электронами, не одинаково, т. е. тем, что флуктуирует коэффициент вторичной эмиссии.

Если рассматривать анодную цепь лампы с усилением за счет вторичной эмиссии (см., например, рис. 4.36), то шумовой ток в ней состоит из шумового тока за счет флуктуаций первичного потока электронов, т. е. электронов, попадающих на динод, и шумового тока за счет флуктуаций коэффициента вторичной эмиссии динода. Обе величины складываются квадратично, так как соответствующие им флуктуации независимы друг от друга. Таким образом,

$$\overline{i_{\rm ma}^2} = \overline{i_{\rm manep}^2} + \overline{i_{\rm man}^2}, \qquad (7.78)$$

где i_{ma}^2 — средний квадрат полного шумового тока в анодной цепи лампы; $i_{\text{ma nep}}^2$ — средний квадрат шумового тока в анодной цепи за счет флуктуации первичного потока электронов; i_{ma}^2 — средний квадрат шумового тока в анодной цепи за счет вторичной эмиссии с динода. Величина $i_{\text{ma nep}}$ равна шумовому току из-за флуктуаций числа

электронов, попадающих на динод, усиленному за счет вторичной эмиссии

 $t_{\text{manep}} = t_{\text{mnep}} \sigma$,

где $i_{\rm in nep}$ — шумовой ток за счет флуктуаций числа электронов, попадающих на динод; σ — средний коэффициент вторичной эмиссии динода. Отсюда

 $\overline{i_{\mathrm{manep}}^2} = \overline{i_{\mathrm{mapp}}^2} \sigma^2.$

Величина $\overline{i_{iua\,nep}^2}$, в зависимости от системы электронов лампы, определяется выражениями (7.55) или (7.67).

Если предположить, что флуктуации потока вторичных электронов подчиняются тем же закономерностям, то и флуктуации тока эмиссии, то

 $\overline{i_{\mathbf{m}\,\sigma}^2} = 2e\,I_{\sigma}\,\Delta f,$

где I_{σ} — ток, соответствующий потоку вторичных электронов. Множитель Γ^2 здесь отсутствует, так как флуктуации σ от пространственного заряда перед катодом не зависят.

В триоде с дополнительным динодом $I_{nep} = I_{g}$, $I_{\sigma} = I_{g}\sigma$, следовательно,

$$i_{\text{una nep}}^2 = 2e I_{\text{tr}} \Gamma^2 \sigma^2 \Delta f, \qquad (7.79)$$

$$\overline{l_{\mathfrak{m}\,\mathfrak{o}}^2} = 2e\,l_{\mathfrak{k}\,\mathfrak{o}\,\Delta f} \tag{7.80}$$

и суммарный шум в анодной цепи

$$\overline{t_{\rm ms}^2} = 2e I_{\rm K} \Gamma^2 \,\sigma^2 \left(1 + \frac{1}{\sigma \,\Gamma^2}\right) \Delta f. \tag{7.81}$$

Предпосылка относительно совпадения закономерностей флуктуаций токов термоэлектронной и вторичной эмиссии на опыте полностью не подтверждается. При больших U_a (200—300 В) шумы за счет вторичной эмиссии меньше, чем следует из (7.81). Это можно объяснить тем, что акты испускания вторичных электронов, образованных одним первичным, не являются полностью независимыми событиями: выход вторичных электронов из более глубоких слоев эмиттера будет зависеть также от того, сколько первичным электроном было выбито вторичных в слоях, более близких к поверхности.

§ 7.6. НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ

7.6.1. Общие закономерности фликкер-эффекта

Основным источником низкочастотных шумов является фликкерэффект (см. § 7.1). Он существует в электронных лампах одновременно с дробовым. Однако виды спектра обоих эффектов совершенно различны. Спектральная плотность фликкер-шума с уменьшением частоты увеличивается и при очень низких частотах, обычно ниже 10 Гц, практически становится независимой от частоты (рис. 7.10). В области низких частот уровень фликкер-шума в нормальных режимах работы ламп обычно на несколько порядков превышает уровень дробового шума. Поэтому при выборе ламп для усилителей слабых сигналов низкой частоты решающим является уровень фликкер-шума; чувствительность подобных усилителей определяется в первую очередь уровнем фликкер-шума лампы, стоящей во входном каскаде.

Зависимость спектральной плотности фликкер-шума от тока и частоты орнентировочно может





быть описана выражением

$$S_{\Phi}(f) = k \frac{I_{\kappa}^{p}}{f(f)}$$
, (7.82)

где k — коэффициент, зависящий от структуры катода, конструкции лампы и режима ее работы; b — величина, зависящая от режима работы лампы, в обычных рабочих режимах она приблизительно равна двум; I_{s} — катодный ток; f(f) — функция частоты, зависящая от механизма работы катода. В частотозависимой части спектра приближенно можно считать

$$f(f) = f^*,$$
 (7.83)

где а — коэффициент, зависящий от механизма работы катода. При такой частотной зависимости (7.82) принимает вид

> $S_{\phi}(f) = k \frac{I_{\kappa}^{b}}{I_{\alpha}}.$ (7.84)

Для используемых в современных лампах термоэлектронных катодов а лежит в пределах 1÷2.

Квадрат шумового тока в полосе частот $f_a - f_1$, если в ней действительно выражение (7.84),

$$\overline{l_{m\phi}^{2}} = \int_{l_{1}}^{l_{2}} S_{\phi}(f) \, df = k I_{a}^{b} \int_{l_{1}}^{l_{2}} \frac{1}{f^{a}} \, df.$$
(7.85)

Фликкер-шум, так же как и дробовый, подавляется пространственным зарядом, однако в большей степени. Сначала рассмотрим фликкер-шум в режиме насыщения, а затем — в режиме пространственного заряда. Фликкер-шум в режиме начального тока отсутствует, так как согласно (2.64) анодный ток в этом случае не зависит от работы выхода катода.

7.6.2. Фликкер-эффект при работе катода в режиме насыщения

Как уже указывалось, фликкер-шум обусловлен флуктуациями тока эмиссии катода за счет случайных изменений работы выхода малых участков его эмиттирующей поверхности. Существует несколько теорий фликкер-шума, отличающихся тем, какой механизм изменения работы выхода принят за основу. Но в большинстве случаев, особенно у используемых в современных приборах сложных катодов, состояние поверхности катода зависит от многих факторов. Поэтому фликкер-шум в общем случае не удается объяснить при помощи одного единственного механизма, а приходится рассматривать как сочетание различных процессов. В связи со сложностью проблемы в настоящее время еще не существует теории фликкер-шума, которая позволяла бы объяснить все известные экспериментальные данные. По одним теориям не получается совпадения с экспериментом по уровню фликкер-шума, по другим — по ходу спектра, в частности по значению а для его частотозависимой части.

У катодов, у которых малое значение работы выхода связано с наличием на поверхности моноатомной пленки электроположительного вещества, основными факторами, обусловливающими возникновение фликкер-шума, по современным воззрениям являются:

а) флуктуации тока эмиссии за счет случайных местных изменений работы выхода катода вследствие испарения с его поверхности отдельных частичек материала или за счет отравления отдельных эмиссионных центров катода продуктами разложения налетов на поверхности других электродов, в первую очередь анода; эти налеты образуются в результате распыления материала катода во время работы лампы и затем разлагаются под действием бомбардировки электронами, летящими с катода;

б) флуктуации в ходе физических процессов, за счет которых во время работы катода поддерживается активное состояние его эмиттирующей поверхности. Здесь имеются в виду процессы в приповерхностном слое катода, благодаря которым во время работы непрерывно восстанавливается состояние эмиттирующей поверхности, нарушаемое процессами, указанными в п. а. Когда на поверхности имеется активирующая пленка, то основным процессом, благодаря которому поддерживается активность поверхности, является диффузия нейтральных частичек активирующего вещества через приповерхностный слой к поверхности и по самой поверхности.

Степень влияния тех или иных факторов на общий уровень возникающего шума зависит от структуры катода. Когда катод изготовлен из химически стойкого материала и имеет однородную по глубине структуру, фликкер-шум может отсутствовать, так как не происходит отравления поверхности и испарение частичек с поверхности не меняет ее характера. Так, например, у ламп с чисто вольфрамовым катодом уровень фликкер-шума очень низок. У ламп со сложными катодами он значительно выше.

В качестве примера теорий фликкер-шума при отсутствии пространственного заряда перед катодом далее приводится теория, предложенная Шоттки [Л.7.7]. Шоттки предполагает, что фликкер-шум обусловлен флуктуациями работы выхода за счет беспорядочного оседания на поверхности катода атомов вешества, отличного от вещества поверхностного слоя катода.

Предположим, что на поверхность катода поступают отдельные чужеродные атомы и время пребывания их на поверхности в среднем равно то. При адсорбции эти атомы поляризуются. За счет поляризации каждого атома на поверхности катода появляется электрический момент р. Пусть действие этого момента будет постоянным в пределах окружности с площадью з. Тогда действие поляризированного атома в пределах этой площади можно уподобить действию двойного электрического слоя, который согласно теории тонкопленочных катодов [Л.7.8] вызовет на этом участке изменение потенциального барьера на границе с вакуумом о на величину До. равную

$$\Delta \varphi = \frac{p}{\epsilon_0 s}.$$
 (7.86)

Плотность тока эмиссии при работе выхода еф

$$j_{\rm g} = AT_{\rm K}^2 \, {\rm e}^{-\frac{1}{kT_{\rm K}}}$$

Тогла изменение тока эмиссии с площади s за счет изменения ф на Ло будет

$$\Delta I_{\mathfrak{g}\mathfrak{g}} = \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{g}\mathfrak{g}}{\partial \varphi} \Delta \varphi = \mathfrak{g}\mathfrak{g}\mathfrak{g} \frac{\mathfrak{e}}{kT_{\mathfrak{K}}} \Delta \varphi \tag{7.87}$$

или, подставляя (7.86),

$$\Delta I_{\mathfrak{s}\mathfrak{s}} = \frac{e\rho}{\epsilon_0 k T_{\mathfrak{k}}} j_{\mathfrak{s}} = m j_{\mathfrak{s}}, \qquad (7.88)$$

где

$$m = \frac{ep}{\epsilon_0 k T_{\rm K}}$$

Обозначим теперь число чужеродных атомов, находящихся в момент времени t на поверхности катода — N(t). По теории Шоттки N(t) величина флуктуирующая со временем. Тогда возникающий за счет этого шумовой ток

$$i_{\rm mp} = \Delta N(t) \Delta I_{\rm as}$$

гле $\Lambda N(t) = N(t) - \overline{N(t)}$, а $\overline{N(t)}$ - среднее значение N(t). Отсюда согласно (7.41) спектральная плотность фликкер-шума

$$S_{\phi}(f) = 4\Delta I_{ss}^{2} \int_{0}^{\infty} \overline{\Delta N(t) \Delta N(t+\theta)} \cos \omega \theta \, d\theta.$$

Если теперь предположить, что флуктуации N (t) подчиняются за-

кону распределения вероятностей Пуассона, т. е. что $\Delta N(t)^2 = \overline{N}$, а также что число чужеродных электронов, осевших на поверхности катода за промежуток времени от t до $t + \Delta t$, убывает, например, за счет испарения, по экспоненциальному закону от времени своего пребывания на поверхности, то

$$\overline{\Delta N(t)\,\Delta N(t+\theta)} = \overline{N}\,\mathrm{e}^{-\frac{\theta}{\tau_{\mathbf{e}}}}.$$

Тогда

$$S_{\Phi}(t) = 4\Delta I_{ss}^2 \overline{N} \int_{0}^{\infty} e^{-\frac{\theta}{\tau_0}} \cos \omega \theta \, d\theta.$$

Так как $\int_{0}^{\infty} e^{-px} \cos qx \, dx = \frac{p^3}{p^3 + q^2}$, то после интегрирования и

подстановки (7.88) получаем

$$S_{\mathrm{p}}\left(f
ight)=rac{4m^{2}\,\overline{N}\, au_{0}\,j_{\mathrm{s}}^{2}}{1+\omega^{2}\, au_{0}^{2}}.$$

Если теперь поверхноєть катода обозначить F и перейти от $j_{\mathfrak{s}}$ к току эмиссии всего катода $I_{\mathfrak{s}}=F$ $j_{\mathfrak{s}}$, то

$$S_{\phi}(f) = k \frac{I_{\theta^2}}{1 + \omega^2 \tau_0^2}, \qquad (7.89)$$

где

$$k=\frac{4m^2\,\overline{N}\,\tau_0}{F^2}\,.$$

Согласно (7.89) спектральная плотность при низких частотах ($\omega \tau_0 \ll \ll 1$) не зависит от частоты, а при более высоких частотах ($\omega \tau_0 \gg 1$) уменьшается с ростом f пропорционально $1/f^2$. Точка перехода от одной части спектра к другой определяется, таким образом, величиной τ_0 . Теория Шоттки хорошо согласуется с результатами измерений на лампах с вольфрамовым катодом.

Сложнее механизм фликкер-эффекта в случае оксидных катодов. Здесь между эмиттирующей поверхностью катода и его керном имеется полупроводниковый слой, через который нейтральные доноры за счет диффузии движутся в сторону поверхности, а доноры в ионизированном состоянии за счет электрического поля — к керну катода. Так как эти процессы имеют случайный характер, то они приводят к возникновению низкочастотных шумов. По теории, в которой эти процессы рассматриваются как единственная причина фликкершума, получается спектр, подобный изображенному на рис. 7.10 [Л. 7.9]. При этом наклон его частотозависимой части, т. е. коэффициент а, оказывается зависимым от режима работы лампы. При обычных рабочих режимах $\alpha = 3/2$, что совпадает с результатами экспериментов [Л. 7.10]. Совпадения уровня фликкер-шума с результатами измерений по этой теории, однако, не получается.

7.6.3. Фликкер-эффект при ограничении тока катода пространственным зарядом

Демпфирование фликкер-шума пространственным зарядом можно оценивать при помощи коэффициента депрессии фликкер-шума Γ_{ϕ}^2 . Он определяется аналогично коэффициенту депрессии дробового шума Γ^2 как отношение фликкер-шумов катодного тока дампы в случае работы ее в режимах пространственного заряда (\vec{l}_{mk}) и насыщения (\vec{l}_{ms}) при условии, что в обоих режимах температура катода одинакова и что значения шумов приведены к одному и тому же значению катодного тока

$$\overline{t_{\rm mr}^2} = \Gamma_{\phi}^2 \overline{t_{\rm ms}^2}. \tag{7.90}$$

В обычных рабочих режимах при достаточно больших значениях $I_{\rm B}/I_{\infty}(>5\cdot10^3)$ величину Γ_{Φ}^2 можно приближенно вычислить по формуле

$$\Gamma_{\Phi}^{2} = \frac{0.308}{I_{s}/I_{\infty}},$$
(7.91)

где I_∞ определяется формулой (2.44).

Для вывода более общего выражения для Γ_{Φ}^2 обратимся к определению фликкер-эффекта, данного в § 7.1. Рассмотрим диод с плоской системой электродов. Пусть $\Delta (eq_k)_n$ — величина флуктуации работы выхода на малом участке F_n поверхности катода, а Δq_{kn} величина соответствующей флуктуации потенциального барьера на поверхности катода. Величина флуктуации катодного тока с такой площади

$$\Delta I_{\kappa n} = \frac{dI_{\kappa n}}{d\varphi_{\kappa n}} \Delta \varphi_{\kappa n}, \qquad (7.92)$$

где $I_{\kappa n}$ — катодный ток с участка площадью F_n . Для $\Delta \varphi_{\kappa n}$ путем дифференцирования закона Ричардсона по $\varphi_{\kappa n}$ легко получить [ср. (7.87)]

$$\Delta \varphi_{sn} = -\frac{U_T}{I_{sn}} \Delta I_{sn}, \qquad (7.93)$$

где $I_{\mathfrak{sn}}$ — ток эмиссии с участка катода F_n ; $\Delta I_{\mathfrak{sn}}$ — его флуктуация. Как следует из (2,45), катодный ток любого диода при неизменных

температуре катода и размерах системы электродов является функцией только двух переменных, тока эмиссии катода I₉ и реально действующей между электродами разности потенциалов U_a

$$I_{\mathbf{k}} = f\left(I_{\mathbf{9}}, U_{\mathbf{a}}'\right).$$

Так как согласно (2.60) U_a определяется приложенным извне напряжением U_a и контактной разностью потенциалов между элек-

тродами ($U'_a = U_a + \varphi_{\kappa} - \varphi_a$), то полную производную I_{κ} по φ_{κ} можно представить в виде

$$\frac{dI_{\kappa}}{dq_{\kappa}} = \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial I_{s}} \cdot \frac{\partial I_{s}}{\partial q_{\kappa}} + \frac{\partial I_{\kappa}}{\partial U'_{a}} \cdot \frac{\partial U_{a}}{\partial q_{\kappa}},$$

что с учетом (2.60) и (7.93) дает

$$\frac{dI_{\mathfrak{u}}}{dq_{\mathfrak{R}}} = -\frac{I_{\mathfrak{s}}}{U_T} \frac{\partial I_{\mathfrak{R}}}{\partial I_{\mathfrak{s}}} + S,$$

где S — крутизна характеристики катодного тока диода. Используя это соотношение для тока с участка F_n и подставляя для $\Delta \varphi_{\kappa n}$ выражение (7.93), вместо (7.92) можно написать —

$$\Delta I_{nn} = \left(\frac{\partial I_{nn}}{\partial I_{nn}} - \frac{S_n U_T}{I_{nn}}\right) \Delta I_{nn},$$

где S_n — крутизна характеристики тока с участка F_n.

Отсюда средний квадрат отклонения тока с участка F_a

$$\overline{\Delta I_{\kappa n}^2} = \left(\frac{\partial I_{\kappa n}}{\partial I_{9n}} - \frac{S_n U_T}{I_{9n}}\right)^3 \overline{\Delta I_{9n}^2}.$$

Для получения флуктуации тока с катода в целом необходимо сложить значения $\Delta I_{\kappa n}^2$ со всех его участков, учитывая при этом, что согласно физическим представлениям о природе фликкер-шума флуктуации с отдельных участков следует рассматривать как независимые друг от друга. Если предположить, что температура и средняя плотность тока эмиссии на всех участках поверхности катода одни и те же, то выражение в скобках формулы для $\Delta I_{\kappa n}^2$ везде будет одинаковым и для среднего квадрата шумового тока со всей поверхности катода можно записать

$$\overline{i_{\rm mx}^2} = \left(\frac{\partial I_{\rm w}}{\partial I_9} - \frac{SU_T}{I_8}\right)^2 \overline{i_{\rm m3}^2}, \qquad (7.94)$$

где $i_{m_3}^2$ — средний квадрат шумового тока, создаваемого током эмиссии со всего катода.

В (7.94) значения $i_{\text{шк}}^2$ и $i_{\text{шэ}}^2$ относятся к токам через лампу, имеющим разную величину; выражение в скобках поэтому не соответствует определению Γ_{Φ}^2 . Для того чтобы найти Γ_{Φ}^2 , нужно отнести $i_{\text{шк}}^2$ к шуму тока эмиссии, по величине равного I_{μ} . Для этого перепишем (7.94) в виде

$$\overline{i_{\mathrm{IIIR}}^2} = \left[\left(\frac{\partial I_{\mathrm{K}}}{\partial I_{\mathrm{B}}} - \frac{SU_T}{I_{\mathrm{B}}} \right) \frac{I_{\mathrm{B}}}{I_{\mathrm{K}}} \right]^2 \left(\frac{I_{\mathrm{K}}}{I_{\mathrm{B}}} \right)^3 \overline{i_{\mathrm{IIIB}}^2}, \quad (7.94a)$$

Согласно (7.93) ΔI_{s} пропорционально I_{s} . Полагая $\Delta \varphi_{\kappa}$ н T_{κ} одинаковыми, флуктуации тока эмиссии при двух различных его зна-

чениях, например I', и I', будут тогда относиться как значения самих токов



а соответствующее значение квадрата тока шумов — как их квадраты

Отсюда следует, что средний квадрат тока шумов в режиме насыщения при токе эмиссии, равном I_{κ} , будет $\left(\frac{I_{\kappa}}{I_{9}}\right)^{3} \frac{1}{t_{m9}^{2}}$, если i_{m9}^{2} — средний квадрат тока шумов при токе эмиссии, равном I_{9} . Выражение $\left(\frac{I_{\kappa}}{I_{9}}\right)^{2} \frac{1}{t_{m9}^{2}}$, очевидно, представляет собой искомую приведенную величину шума тока эмиссии, а остальная часть (7.94а) в соответствии с (7.90) — Γ_{Φ}^{2} .

$$\Gamma_{\phi}^{2} = \left(\frac{I_{\mathfrak{s}}}{I_{\mathfrak{k}}} \frac{\partial I_{\mathfrak{k}}}{\partial I_{\mathfrak{s}}} - \frac{SU_{T}}{I_{\mathfrak{k}}}\right)^{2}.$$
(7.95)

Для определения численных значений Γ_{Φ}^2 (7.95) удобно представить в виде

$$\Gamma_{\Phi}^{2} = \left(\frac{I_{\mathfrak{g}}/I_{\infty}}{I_{\mathfrak{K}}/I_{\infty}} - \frac{\partial(I_{\mathfrak{K}}/I_{\infty})}{\partial(I_{\mathfrak{g}}/I_{\infty})} - \frac{SU_{T}}{I_{\mathfrak{K}}}\right)^{2}.$$



Рис. 7.11. Кривые для определения коэффициента депрессии фликкершума в дноде с плоской системой электродов Отсюда следует, с учетом соотношения (2.82), что Γ_{ϕ}^2 может рассматриваться как функция безразмерных переменных I_{μ}/I_{∞} и I_{ρ}/I_{∞}

$$\Gamma_{\Phi}^2 = f\left(\frac{I_{\rm R}}{I_{\infty}}, \frac{I_{\rm S}}{I_{\infty}}\right)$$

и вычислено по той же методике, как и величина SU_T/I_{κ} в 2.6.2. Семейство кривых $\Gamma_{\Phi}^2 =$ $= f(I_{\kappa}/I_{\infty})$ при I_{9}/I_{∞} в качестве параметра дано на рис. 7.11 [Л. 7.10]. При значениях I_{κ}/I_{∞} , близких к границам областей начального тока и насыщения, кривые имеют участки крутого подъема. В области промежуточных значений I_{κ}/I_{∞} они имеют перегиб, который с увеличением I_{9}/I_{∞} постепенно переходит в горизонтальный участок. Как можно вывести из (7.95), Γ_{Φ}^{2} на горизонтальных участках определяется приведенным в начале выражением (7.91).

7.6.4. Низкочастотные шумы за счет эмиссии катодом положительных ионов

У ламп, работающих в режиме ограничения тока пространственным зарядом, спектральная характеристика низкочастотных шумов в области частот 100—1000 Гц обычно идет несколько выше, чем это соответствует простой за-

висимости f^a. Это явление различные S(1), A2/Гц может иметь причины в зависимости от вида катода, исполь-Так. зованного в лампе. установлено. например, что в лампах с вольфрамовым катодом увеличение шума в этой области частот вызвано тем, что эти катоды. кроме электронов, испускают и некоторое количество положи-Эмиттирутельных ионов. емые ионы, попадая при выходе из катода в ускоряющее для них поле отрицательного объемного заряда, **ДВИЖУТСЯ** в сторону минимума потенциала и колеблются здесь





I — дробовый шум; 2 — первая составляющая низкочастотного шума (флеккер-шум); 3 — вторая составляющая назкочастотного шума

вокруг плоскости минимума, пока не произойдет рекомбинация. Находясь в области минимума, они частично компенсируют отрицательный объемный заряд, что приводит к временному возрастанию катодного тока и тем самым к появлению дополнительной составляющей шума. Спектр дополнительных флуктуаций катодного тока, как было показано [Л. 7.11], описывается закономерностью, подобной (7.89), при значениях то в пределах (1 ÷ 5)·10⁻⁴ с. У ламп с другими видами катодов природа этой дополнительной составляющей пока не выяснена. Дополнительная составляющая низкочастотных шумов хорошо видна на рис. 7.12, на котором приведена низкочастотная область полного спектра шумов электронной дампы с оксидным катодом при ее работе в режиме пространственного заряда [Л. 7.12]. Пунктиром на рисунке отмечены спектры отдельных составляющих. При сложении ординат составляющих нужно иметь в виду, что масштабы по осям – логарифмические.

§ 7.7. ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

Для количественной характеристики уровня шумов электронных ламп величина тока шумов практически не используется. Это вызвано следующими причинами.

1. Вопрос об уровне шумов наиболее важен, когда лампа работает в качестве усилительной. Однако в этом случае существенным является не абсолютное значение уровня шумов, а отношение уровня шумов к уровню сигнала, подаваемого на вход лампы. Поэтому для оценки уровня шума лампы целесообразно пользоваться не величиной, относящейся, подобно шумовому току, к анодной цепи лампы, а эквивалентной ему величиной в цепи управляющей сетки.



Рис. 7.13. К определению эквивалентной э.д.с. шумов: а – для диодов; 6 – для ламп с сетками

2. Любая радиотехническая схема представляет собой комплекс ряда элементов — резисторов, конденсаторов, электронных ламп и т. д. Каждый из них в той или иной мере является источником флуктуационных шумов. Шум на выходе схемы в целом определяется наложением друг на друга шумов всех содержащихся в ней источников. При расчете результирующего уровня шума неудобно, как показывает опыт, пользоваться для учета уровня шумов ламп величиной шумового тока. Желательно пользоваться величиной, подходящей для учета уровня шумов и других элементов схемы.

Величинами, которыми в практике пользуются для оценки шума ламп, являются, в зависимости от обстоятельств, эквивалентная э.д.с. шумов и эквивалентное сопротивление шумов. Эти величины принято называть шумовыми параметрами ламп.

1. Эквивалентная э.д.с. шумов

Эквивалентная э.д.с. шумов, называемая также эквивален тной шумовой э.д.с., определяется по-разному в случаях диода и ламны с сетками.-

В случае диода под эквивалентной э.д.с. шумов понимают э.д.с. генератора, который необходимо включить в анодную цепь идеального нешумящего диода, чтобы в статическом режиме получить в

этой цепи флуктуирующий ток, равный току шумов аналогичной реальной лампы (рис. 7.13, *a*). Применяя к анодной цепи лампы закон Кирхгофа, получаем для связи между средним квадратом эквивалентной э.д.с. шумов $\overline{e_m^2}$ и средним квадратом тока шумов

$$\overline{e_{\rm m}^2} = \overline{i_{\rm m}^2} R_i^2 \,, \tag{7.96}$$

где R_i — внутреннее сопротивление диода. Так как для диода R_i = 1/S, то (7.96) можно переписать в виде

$$\overline{e_{\rm m}^2} = \frac{t_{\rm m}^2}{S^2} \,. \tag{7.97}$$

В случае ламп с сетками шум приводят к управляющей сетке. Соответственно под эквивалентной э.д.с. шумов понимают э.д.с., которую в статическом режиме работы лампы нужно подать на управляющую сетку идеальной нешумящей лампы, чтобы получить в анодной цепи флуктуирующий ток, равный току шумов аналогичной реальной лампы (рис. 7.13, 6). Так как в лампах с сетками переменные составляющие анодного тока и напряжения первой сетки связаны соотношением $i_{a\sim} = S_{ac1} u_{c1\sim}$, то для связи между $\overline{e_m^2}$ и $\overline{i_m^2}$ получается аналогично (7.97)

$$\overline{e_{\mathrm{m}}^2} = \frac{l_{\mathrm{m}}^2}{S_{\mathrm{acl}}^2}.$$
(7.98)

1. Эквивалентное сопротивление шумов

На зажимах резистора за счет беспорядочного теплового движения электронов имеют место, как известно, флуктуации падения напряжения, приводящие к появлению так называемых тепловых ш у мов. Средний квадрат эквивалентной э.д.с. этих шумов e_{mr}^{2} определяется формулой Найквиста

$$e_{\mathrm{m}T}^2 = 4k T_R R \Delta f, \qquad (7.99)$$

где T_R — температура резистора; R — сопротивление резистора; k — постоянная Больцмана; Δf — полоса пропускания схемы, в которую включен резистор.

Базируясь на этом соотношении, под эквивалентным сопротивлением шумов электронной лампы понимают сопротивление, на зажимах которого при температуре его, равной комнатной, возникает э.д.с. тепловых шумов, равная эквивалентной э.д.с. шумов лампы. Эквивалентное сопротивление шумов ламп $R_{\rm m}$, следовательно, определяется равенством

$$e_{\rm co}^2 = 4k T_R R_{\rm str} \Delta f \tag{7.100}$$

12*

где е_т — эквивалентная э.д.с. шумов лампы. T_R — комнатная температура в К (293 К).

Отсюда

$$R_{\rm m} = \frac{e_{\rm m}^2}{4k T_R \Delta f} \,. \tag{7.101}$$

Для расчета $R_{\rm m}$ по этой формуле, в зависимости от типа лампы, вместо $\overline{e_{\rm m}^2}$ нужно подставлять (7.97) или (7.98), а для $\overline{\ell_{\rm m}^2}$, в зависимости от вида шума, для которого определяется $R_{\rm m}$, воспользоваться выражениями (7.55), (7.67), (7.81) или (7.85). Как и $\overline{e_{\rm m}^2}$, $R_{\rm m}$ в случае диода нужно считать включенным в анодную цепь лампы, в случае ламп с сетками — в цепь управляющей сетки.

Понятисм эквивалентной э.д.с. шумов удобнее пользоваться при сравнении уровней шумов и входного сигнала, а понятием сопротивления шумов — при сравнении уровней шумов различных электронных ламп между собой или при расчете результирующего уровня шума схемы, содержащей несколько независимых источников шума. Достоинство сопротивления шумов заключается в том, что с шумовым сопротивлением при расчетах можно оперировать по тем же правилам. что и с обычными электрическими сопротивлениями. Так, например, результирующее шумовое сопротивление двух последовательно включенных независимых источников шумов равно сумме их шумовых сопротивлений

$$R_{\rm m} = R_{\rm m1} + R_{\rm m2}. \tag{7.102}$$

Если же в этом случае пользоваться понятием эквивалентных э.д.с., то для нахождения результирующей э.д.с. шумов шумы отдельных источников нужно складывать квадратично

$$\overline{e_{\rm m}^2} = \overline{e_{\rm m1}^2} + \overline{e_{\rm m2}^2}.$$
 (7.103)

§ 7.8. ЭКВИВАЛЕНТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ШУМОВ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП

В общем случае эквивалентное сопротивление, соответствующее шуму какого-либо из рассмотренных ранее источников внутриламповых шумов, зависит от конструкции лампы, режима, в котором она используется, и частоты, на которой работает схема. Наибольший практический интерес представляют шумы электронных ламп в радиовещательном диапазоне частот, т. е. ориентировочно в пределах 20 кГц — 50 МГц. В этих пределах фликкер-шум пренебрежимо мал, а спектры всех остальных источников внутриламповых флуктуационных шумов — «белые». Поэтому в этих пределах частот сопротивления шумов можно считать независящими от частоты.

Уровень флуктуационных шумов, создаваемый электронной лампой того или иного типа, в общем случае определяется наложением друг на друга флуктуационных шумов различного происхождения, например дробового шума и шума токораспределения — в пентодах, дробового шума и шума вторичной эмиссии — в лампах с внутриламповым усилением за счет вторичной эмиссии и т. д. В таких случаях результирующее эквивалентное сопротивление шумов согласно (7.102) равно сумме эквивалентных сопротивлений шумов каждого вида шума в отдельности. Так как в пределах частот 20 кГц — 50 МГц сопротивления шумов отдельных компонент общего шума лампы от частоты не зависят, то и результирующее эквивалентное сопротивление шумов лампы в этом диапазоне частот можно считать независящим от частоты. Когда в паспортах ламп приводятся значения эквивалентных сопротивлений шумов, то имеется в виду их результирующее значение в указанном диапазоне частот.

Далее приводятся формулы для расчета этого значения эквивалентного сопротивления шумов для различных типов электронных ламп. Они для одного и того же типа ламп несколько различных в зависимости от того, к какому участку статической характеристики лампы они относятся.

7.8.1. Эквивалентное сопротивление шумов диода

Единственным существенным источником флуктуационных шумов в диоде является дробовый эффект. Соответственно этому на основании (7.101), (7.97) и (7.55)

$$R_{\rm int} = \frac{e \, I_{\rm R} \, \Gamma^{\rm a}}{2k \, T_R \, S_{\rm V}^{\rm a}},\tag{7.104}$$

где T_R — комнатная температура, т. е. 293 К.

В области начального тока $\Gamma^a = 1$ и $S/I_{\pi} = \frac{e}{k T_{\pi}}$,

где T_к — температура катода (К). Тогда для начальной области (7.104) принимает вид

$$R_{\rm m} = \frac{1}{2} \frac{T_{\rm R}}{T_{\rm R}} \cdot \frac{1}{S} [\rm Om \ при \ S - b \ A/B].$$
(7.105)

Для вывода формулы для R_ш в области пространственного заряда заменяем в (7.104) Г^а выражением (7.56). Тогда

$$R_{\rm m} = 0.64 \, \frac{T_{\rm m}}{T_R} \cdot \frac{1}{S}$$
 [Ом при S — в А/В]. (7.106)

Если в (7.105) и (7.106) температурный множитель при крутизне обозначить в, то эти формулы в общем виде можно представить как

$$R_{\rm m} = \frac{e}{S} \,, \tag{7.107}$$

где для начальной области характеристики

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \cdot \frac{T_{\rm ft}}{T_R},\tag{7.108}$$

для области пространственного заряда

$$z = 0.64 \frac{T_u}{T_R}$$
 (7.109)

Для ламп с оксидным катодом, принимая $T_{\rm R}$ = 1000 K, из (7.108) следует $\varepsilon = 1,7$, из (7.109) — $\varepsilon = 2,2$, т. е. в начальной области характеристик

$$R_{\rm uu} = \frac{1.7}{S}$$
 [OM nph S – B A/B], (7.110)

в области пространственного заряда

$$R_{\rm m} = \frac{2.2}{S}$$
 [OM NPU S - B A/B]. (7.111)

7.8.2. Эквивалентное сопротивление шумов триода

В триоде, работающем без сеточных токов, шум, так же как в диоде, практически обусловлен только дробовым эффектом. Тогда на основании уравнений (7.101), (7.98) и (7.55) сопротивление шумов триода

$$R_{\rm HI} = \frac{e \, I_{\rm K} \, I^{\rm m}}{2k \, T_R \, S_{\rm ac}^2} \,. \tag{7.112}$$

Так как при отсутствии сеточных токов $S_{ac} = S_{KG}$, то (7.112) можно переписать в виде

$$R_{\rm III} = \frac{e \, I_{\rm R} \, \Gamma^2}{2k \, T_R \, S_{\rm RC}^2}.$$
 (7.113)

Для того чтобы из (7.113) получить частные выражения для областей начального тока и пространственного заряда, в них нужно, как и при выводе (7.105) и (7.106), для I/S и Γ^2 ввести соответственно выражения (2.78) и (7.56). Но при этом нужно иметь в виду, что эти выражения выведены для диода, т. е. применимы только к эквивалентному диоду. Связь между крутизной катодного тока триода и крутизной эквивалентного диода согласно (3.223) дается соотношением $S_{\rm sc} = \sigma S_{\rm s}$. С учетом этого из (7.113) получаем для области начального тока

$$R_{\rm m} = \frac{1}{2} \frac{T_{\rm g}}{T_R} \frac{1}{\sigma} \frac{1}{S_{\rm RC}}, \qquad (7.114)$$

для области пространственного заряда

$$R_{\rm m} = 0.64 \, \frac{T_{\rm K}}{T_R} \, \frac{1}{\sigma} \, \frac{1}{S_{\rm sc}}, \qquad (7.115)$$

что соответствует при записи согласно (7.107): для начальной области

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{T_{\kappa}}{T_R} \frac{1}{\sigma}, \qquad (7.116)$$

для области пространственного заряда

$$\varepsilon = 0.64 \frac{T_x}{T_R} \frac{1}{\sigma}.$$
 (7.117)

Для ламп с оксидным катодом (T_в= 1000 K) (7.114) и (7.115) соответственно принимают вид

$$R_{\rm m} = \frac{1.7}{{}_{\rm s}S_{\rm sc}}$$
 [Om при $S_{\rm sc} - {}_{\rm B}$ A/B], (7.118)

$$R_{\rm m} = \frac{2.2}{\sigma S_{\rm RC}}$$
 [OM при $S_{\rm RC} - B$ A/B]. (7.119)

7.8.3. Эквивалентное сопротивление шумов пентода

Эквивалентное сопротивление шумов пентода складывается из сопротивлений за счет дробового эффекта $R_{\rm III ap}$ и токораспределения $R_{\rm III q}$. Найдем эти сопротивления для режима пространственного заряда.

Сопротивление R_{ш лр} на основании (7.101), (7.98) и (7.70)

$$R_{\rm III, ap} = \frac{e I_{\rm R} \Gamma^2 q^2}{2k T_R S_{\rm acl}^2}.$$
 (7.120)

Заменяя Г² выражением (7.56) и учитывая, как при выводе (7.115), что (7.56) относится к эквивалентному диоду, а также используя соотношение $S_{acl} = qS_{scl}$, получаем из (7.120)

$$R_{\text{in ap}} = q \cdot 0.64 \frac{1}{\sigma} \frac{T_u}{T_R} \frac{1}{S_{\text{act}}}$$

или после введения обозначения (7.117)

$$R_{\rm m\,ap} = q \frac{\epsilon}{S_{\rm aci}}$$

Составляющая шума пентода за счет дробового эффекта, таким образом, равна дробовому шуму триода с такими же статическими параметрами анодной цепи, уменьшенному в соответствии с величиной коэффициента токопрохождения.

Сопротивление R_{п.а} на основании (7.101), (7.98) и (7.75)

$$R_{\mathrm{m}q} = q \frac{e I_{\mathrm{c2}}}{2k T_R S_{\mathrm{ac1}}^2},$$

или, после подстановки e/k = 11600, $T_R = 293$ K,

$$R_{\mathrm{III}q} = q \, \frac{20 \, I_{\mathrm{c2}}}{S_{\mathrm{acl}}^2} \, .$$

Полное сопротивление шумов пентода, как сумма $R_{\rm m \, дp}$ и $R_{\rm m \, q}$, тогда составляет

$$R_{\rm m} = q \left(\frac{{}^{\rm e}}{S_{\rm acl}} + \frac{20 I_{\rm ca}}{S_{\rm acl}^2} \right), \qquad (7.121)$$

В реальных конструкциях ламп обычно $R_{mq} > R_{m \, pp}$. Это означает, что шум пентода в большинстве случаев значительно превышает шум аналогичного триода и в основном определяется шумом токораспределения. Так, например, у пентода типа 6Ж1П в номинальном режиме, где $I_a = 7,35$ мА, $I_{c2} = 2,25$ мА и $S_{ac1} = 5,2$ мА/В, получается $R_{m \, ap} = 325$ Ом и $R_{mq} = 1290$ Ом.

7.8.4. Эквивалентное сопротивление шумов ламп с внутренним усилением за счет вторичной эмиссии

Если рассматривать триод с одной ступенью дополнительного вторично-эмиссионного усиления, то сопротивление его шумов $R_{\rm m}$ складывается из шумовых сопротивлений за счет дробового эффекта $R_{\rm m, ap}$ и вторичной эмиссии $R_{\rm ms}$

$$R_{\rm m} = R_{\rm m xp} + R_{\rm mz}. \tag{7.122}$$

Если ограничится расчетом R_m для режима пространственного заряда, то на основании (7.101), (7.98) и (7.79)

$$R_{\rm III,AP} = \frac{e I_{\rm IK} \Gamma^2 \sigma^2}{S_{\rm acl}^2 2k T_{\rm IK}}$$

а на основании (7.101), (7.98) и (7.80)

$$R_{\rm ms} = \frac{e I_{\rm K} \sigma}{S_{\rm acl}^2 2k T_{\rm K}},$$

где о - коэффициент вторичной эмиссии динода.

Используя соотношение $I_a = \sigma I_{\rm g}$, полное сопротивление шумов согласно (7.122) тогда будет

$$R_{\rm m} = \frac{e f_{\rm a} \Gamma^{\rm a}}{S_{\rm act}^2 2k T_{\rm K}} \sigma \left(1 + \frac{1}{\sigma \Gamma^{\rm a}}\right). \tag{7.123}$$

Если ввести обозначение

$$R_{\rm mr} = \frac{e I_{\rm a} \Gamma^2}{S_{\rm ac1} 2k T_{\rm r}},$$

то вместо (7,123) можно написать

$$R_{\rm m} = R_{\rm mr} \,\sigma \left(1 + \frac{1}{\sigma \Gamma^2} \right). \tag{7.124}$$

Величина $R_{\rm mr}$ представляет собой шумовое сопротивление обычного триода с анодным током и крутизной, равными тем же величинам триода с вторичной эмиссией. Тогда из (7.124) следует, что шумовое сопротивление триода с вторичной эмиссией в $\sigma \left(1 + \frac{1}{\sigma\Gamma^2}\right)$ раз больше шумового сопротивления обычного триода с теми же параметрами. Если принять $\Gamma^2 = 0,1$ и $\sigma = 3$, то оба сопротивления будут отличаться приблизительно в 12 раз.

7.8.5. Зависимость эквивалентного сопротивления шумов от режима работы лампы

Зависимость эквивалентного шумового сопротивления диодов и триодов от напряжений электродов определяется согласно получен-



Рис. 7.14. Эквивалентное сопротивление шумов, крутизна характеристики и ток второй сетки пентода типа 6Ж1Б в зависимости от напряжений: *а* — первой сетки; *б* — второй сетки

ным формулам аналогичными зависимостями крутизны характеристики. Зависимость $R_{\rm m} = f(U_{\rm c})$ у триодов имеет монотонно падающий

характер. Наблюдаемое у некоторых триодов слабое возрастание $R_{\rm m}$, начиная от $U_{\rm c} = -2 \div -1$ В, связано с появлением сеточного тока за счет начальных скоростей электронов с катода.

У пентодов изменение сопротивления шумов зависит не только от изменения крутизны, но и от соответствующего изменения тока второй сетки. С ростом крутизны $R_{\rm m}$ уменьшается, с ростом $I_{\rm c2}$ —увеличивается. В связи с этим зависимости $R_{\rm m} = f(U_{\rm c1})$ и $R_{\rm m} =$ $= f(U_{\rm c2})$ у пентодов обычно имеют минимумы при некотором значении соответствующих напряжений (рис. 7.14).



Рис. 7.15. Зависимость эквивалентного сопротивления шумов от напряжения накала Их появление объясняется тем, что, начиная от этих значений, I_{c2} с ростом напряжения увеличивается быстрее, чем крутизна, и поэтому увеличение R_{m} за счет роста I_{c2} перекрывает его уменьшение за счет роста S.

Значение $R_{\rm m}$ сильно увеличивается при уменьшении напряжения накала (рис. 7.15). Это обусловлено главным образом тем, что у большинства современных ламп электрическое поле у поверхности катода не совсем равномерное, т. е. имеется слабо выраженный островковый эффект, и что в связи с этим при понижении напряжения накала отдельные участки поверхности катода начинают переходить в насыщение. На этих участках Γ^2 резко увеличивается.

7.8.6. Значения эквивалентного сопротивления шумов различных видов электронных ламп и пути их уменьшения

Эквивалентное сопротивление шумов современных триодов для усиления напряжения высокой частоты в нормальных рабочих режимах обычно лежит в пределах 100—500 Ом, современных высокочастотных пентодов с катодом косвенного накала — в пределах 0,2— 2,5 кОм, а у пентодов с катодом прямого накала может доходить до 10 кОм.

Поскольку $R_{\rm m}$ у пентодов значительно больше, чем у триодов, то в случаях, когда радиоаппаратура предназначена для приема очень слабых сигналов, во входном каскаде усилителя радиочастот вместо пентодов, в ущерб коэффициенту усиления, часто используют триоды. По этой же причине в приемниках, у которых уже во входном каскаде производится преобразование частоты или усилитель радиочастот имеет очень малый коэффициент усиления, в качестве смесителя вместо многоэлектродной лампы часто применяют триод или даже диод.

Решающей величиной, определяющей величину шумового сопротивления ламп, согласно полученным формулам, является крутизна их характеристики. Основным средством уменьшения сопротивления шумов поэтому является повышение крутизны. В пентодах можно добиться уменьшения $R_{\rm m}$ также путем улучшения токораспределения. С этой точки зрения определенными преимуществами обладают системы электродов с лучеобразным потоком электродов.

Для получения низкого уровня шумов необходимо, чтобы Г² было малым, т. е. чтобы перед всеми участками поверхности катода имелся достаточно глубокий минимум потенциала. Такие условия можно обеспечить путем применения в лампах катодов с большим удельным током эмиссии.

Все приведенные ранее значения $R_{\rm m}$ относятся, как уже ўказывалось, к частотонезависимому участку спектра дробового шума в той его области, где низкочастотными шумами можно пренебречь. При частотах ниже этой области по мере возрастания роли фликкер-шума $R_{\rm m}$ увеличивается. Так, например, при единицах герц, что соответствует пологому участку спектра фликкер-шума, $R_{\rm m}$ у триодов обычно на несколько порядков больше, чем в радиовещательном диапазоне частот.

	VCIOBIU	ПРИЛОЖЕНИЯ ые обозначения влектронн	bix Jamu	и таблица П. 1.1
		Элементь	обозначений	
Группа приборов	пераый	atopoû	Tperat	yernepruß
 Генераторные дампы А. Непрерывного дей. 			Цисло, обозначающее порядковый номер	Буква, обозначающая характер принуди-
ствии: а) с предельной час- тотой до 30 МГц	Ν	1	тина приоора	тельного охлаждения; водяное — А, воздуш- ное — Б, испаритель-
(коротковолновые) б) с предельной час- тогой от 30÷	2	1		
очо ми. и. (ультра- коротковолновые) в) с предельной час- тотой свыше 300 МГ., (лле	ñ	1	-	
аметровых и сан- циметровых и сан- тиметровых волн) Б. Импульсного дей- ствия	Я	-		
2. Модуляторные лампы: а) непрерывного дей. ствия	ΓM '	1	Число, обозначающее порядковый номер	Буква, обозначающая характер принудитель-
 b) IMMUJABCHOFO AGĤ- CTBUR 	ГМИ	1	типа прибора	ного охлаждения: во- дяное — А, воздуш- ное — Б
 Лампы регулирующие: а) непрерывного дей- ствия 	Ε	1	To æe	Буква, обозначающая характер поинуди-
б) импульсного дей- стаия	ΝË	1		тельного охлаждения: водяное — А, воздуш- ное — Б

		Элементы	обозпачений	
Группа приборов	. nepatati	Bropoli	Tperkiš	verzepnath
 4. Приемно-усилитель- пые лампы, пидика- торы и кенотроны, относящиеся к кате- гории приемно-усили- тельных ламп: тельных ламп: а) диоды, в том чис- ле демиферные () двойные триоды л) диод-гриоды л) диод-гриоды л) диод-гриоды л) диод-гриоды л) триоды л) триоды л) триоды л) триоды л) триоды л) триоды л) триоды л) тероды л) те	Hrcno, of of arange and a lange- keting taxana a nous- tax	五 Xrucute o 承 上	Число, обозначающее порядкозый номер типа прябора	Буква, обозначатоща тип койструктивно оформления (см. табл. 2 данног приложения)

, Группа приборов		OJICMEILTH	обозначений	
	ticpastik	orupoli	rbenuk	9er Repruß
) двойные тетроды и двойные пентоды		C.		
I) лампы со вторич вой эмиссией		Ċ,		
) пентоды и дучевые тетроды выходные		E ·		
) частотопреобразова- тельные лампы и лампы с двумя уп- равлялощими сетка- ми, кроме пенто- дов с двойным управлением		A		
 п) триод-гексоды, триод-гентоды, триод-октоды лампы со сфоку- сированным лучом 		Ч. Ц.		
с) электронно-лучевые индикаторы		Ĺ		
т) кенотроны, отно- сящиеся к катего- рии приемно-уси- лительных ламп		Ĥ	•	

and the second second

Группа прибороза первыя 3. Механотроны (округленио) жение нажал тах	ę			
3. Механотроны обозн (округленно) жение накал тах		Bropoß	thermath	វុការប្រទាំងទា
	аначающее оо) напря- ала в воль-	Две буквы: первая М — механотрон, вторая обычно обо- значает труппу при- бора подобно пторо- му элементу обозна- чения приемно-усили- тельных ламп	Число, обозначающее порядковый номер типа прибора	Буква, обозначающая тип конструктивного оформления (см. табл. 2 данного приложения)
3. Электрометрические лампы 4. Кенотроны: 5. выпрямительные 6) выпрямительные 8. Ви 8. Ви 7. Станя станя	4	Число, обозначающее порядковый номер типа прибора	Число, обозначающее порядковый номер типа прибора	

Типы конструктивного оформления приборов	Буквенное обозначение
Металлическое (диамето > 22.5 мм)	Отсутствует
Стеклянное (диаметр > 22,5 мм)	C C
Керамическое	K
Металлокерамическое (лампы серии «Нувистор»)	Н
Миниатюрное стеклянное (днаметр 19 и 22,5 мм)	П
Сверхминиатюрное стеклянное (диаметр, мм):	
свыше 10,2	L I
до 10,2	6
» 8	A
» 5	P
С замком в ключе цоколя (локтальные)	Л
С лисковыми впаями	\mathbf{I}

Примечание с с ание. К обозначениям приемно-усилительных ламп и маломощных кенотронов, имеющих наружное оформление приемно-усилительных ламп и отличающихся от основных типов дополнительными свойствами, добавляются (после четвертого влемента и тире): буква Е — для ламп повышенной долговечности от 2000 до 10 000 ч. буква Д — для ламп повышенной долговеч-ности свыше 10 000 ч. буква В — для ламп повышенной надежности в механической прочности. буква И — для ламп, предназначенных для работы в импульсном режиме. Примеры условных обозначений: в ист. с 200 до 20 000 ч. прочности и в механической прочности. Примеры условных обозначений:

Примеры условных осозначения: а) приемно-усилительных ламл: 6Д6А. 6С2С. 2Ж27П. 1П2В. 6В1П. 6В1П-В. 6Д13П-И; б) генераторных и модуляторных ламл: ГУ-29. ГК-3А. ГС-9Б. ГМ-1А; в) кенотронов. не относящихся к категории приемно-усилительных ламл: В1-0.1/10. ВИ1-30/25.

приложение 2

Таблица П. 2. 1

		u	· 4
ra/rĸ	β≇	r _a /r _k	β⁼
1,00	0,00000	. 2.8	0,4780
1.01	0,00010	2,9	0,4980
1.02	0,00039	3,0	0,5170
1,04	0,00149	3,2	0,5526
1.06	0.00324	3.4	0,5851
1,08	0,00557	3,6	0,6148
1,10	0,00842	3.8	0,6420
1,15	0,01747	4,0	0,6671
1,20	0,02875	4.2	0,6902
1,30	0,05589	4.4	0,7115
1,40	0,08672	4,6	0,7313
1,50	0,11934	4,8	0,7496
1,60	0,1525	5,0	0,7665
1,70	0,1854	5,2	0,7825
1,80	0,2177	5,4	0,7973
1,90	0,2491	5,6	0,8111
2,0	0,2793	5,8	0,8241
2,1	0,3083	6,0	0,8362
2.2	0.3361	6.5	0,8635
2.3	0.3626	7.0	0,8870
2.4	0.3879	7.5	0,9074
2.5	0.4121	8.0	0,9253
2.6	0.4351	9.0	0.9548
2,7	0.4571	10,0	0,9782

Значения 8° в зависимости от отношения r./r.

		Продолжен	ине табл. П. 2.1
	₽ª	ra/rs	β ^a
12,0 16,0 20,0	1,0122 1,0513 1,0715	40,0 100,0 500,0	1,0946 1,0782 1,0307
	η = ƒ (ξ) π	ри <i>x < х_т</i>	Таблица П. 2.5
	€ -	.	€
0 0,0010 0,0025 0,0030 0,0035 0,0040 0,0045 0,0050 0,0055 0,0060 0,0065 0,0075 0,0080 0,0085 0,0075 0,0080 0,0085 0,0075 0,0080 0,0095 0,0095 0,0100 0,0105 0,0110 0,0125 0,0120 0,0125 0,0120 0,0125 0,0130 0,014 0,015 0,017 0,0120 0,0125 0,017 0,0120 0,0125 0,017 0,0120 0,0125 0,017 0,015 0,017 0,020 0,022 0,025 0,027 0,035 0,035 0,037 0,040 0,045 0,047 0,045 0,047 0,050 0,050 0,052	0 0,0629 0,0769 0,0887 0,0991 0,1084 0,1170 0,1250 0,1325 0,1325 0,1325 0,1325 0,1325 0,1325 0,1325 0,1325 0,1395 0,1462 0,1527 0,1588 0,1647 0,1704 0,1759 0,1704 0,1759 0,1812 0,2056 0,2101 0,2056 0,2101 0,2145 0,2189 0,2231 0,2145 0,2189 0,2231 0,2145 0,2189 0,2231 0,2313 0,2544 0,2753 0,2883 0,3067 0,3184 0,3350 0,3455 0,3608 0,3707 0,3848 0,3939 0,4071 0,4156 0,4281 0,4362	0,055 0,067 0,062 0,062 0,065 0,067 0,070 0,072 0,075 0,077 0,080 0,082 0,085 0,087 0,090 0,092 0,095 0,097 0,090 0,092 0,095 0,097 0,100 0,12 0,13 0,14 0,15 0,16 0,17 0,18 0,16 0,17 0,18 0,19 0,20 0,22 0,25 0,27 0,300 0,32 0,35 0,37 0,40 0,42 0,45 0,555 0,555 0,555 0,660 0,655 0,70	0,4480 0,4557 0,4670 0,4743 0,4450 0,4920 0,5024 0,5091 0,5190 0,5254 0,5350 0,5412 0,5505 0,5565 0,5655 0,5655 0,5655 0,5655 0,5655 0,5713 0,5800 0,5857 0,5941 0,695 0,717 0,738 0,779 1,007 1,046 1,072 1,108 1,132 1,266 1,312 1,355 1,396

		Продолжение табл. П.	
1	÷	η	٤-
0.75	1,434	3,10	2,249
0.80	1.470	3,20	2,265
0.85	1,505	3 30	2,279
0.90	1.538	3,40	2,293
0.95	1.569	3 50	2,306
1.00	1,600	3.60	2,318
1.05	1.628	3.7	2,330
1,10	1,656	3.8	2,341
1 15	1,682	3.9	2,352
1 20	1,708	4.0	2,362
1.25	1,732	4.2	2,380
1.30	1,756	4,5	2,404
1.35	. 1,779	4.7	2,418
1.40	1,801	5,0	2,438
1.45	1,822	5,2	2,449
1,50	1,842	5,5	2,463
1.55	1,862	5,7	2,472
1.60	1,881	6,0	2,483
1,70	1,917	6,2	2,490
1,80	1,952	6,5	2,499
1,90	1,983	7,0	2,511
2,00	2,013	7,2	2,515
2,10	2,042	7,5	2,521
2,20	2,068	8,0	2,528
2,30	2,093	8,5	2,534
2,40	2,117	9,0	2,538
2,50	2,139	10,0	2,544
2,60	2,160	12,0	2,550
2,70	2,180	15,0	2,553
2,80	2,199	20	2,554
2,90	2,217	1000	Z,554

Таблица П. 2. 3.

 $\eta = f(\xi)$ npu $x > x_m$

	ar I	£+	π
0 0,10 0,12 0,15 0,20 0,25 0,30 0,31 0,32	0 0,00245 0,00352 0,00547 0,00964 0,01494 0,02132 0,02271 0,02418	0,36 0,37 0,38 0,39 0,40 0,41 0,42 0,43 0,43 0,44	0,03040 0,03206 0,03375 0,03549 0,03728 0,03910 0,04096 0,04286 0,04481
0,33 0,34	0,02567	0,45 0,46	0,04680

٧

Продолжение табл. П. 2.3

\$ 1	η	٤+	η
0,48	0,05298	4,20	2,700
0,49	0,05513	4,50	3,028
0,50	0,05730	4,70	3,255
0,51	0,05953	5,00	3,604
0,52	0,0617	5,20	3,844
0,53	0,0040	5,50	4,217 * 950
0,00	0,0009	6,00	4,000 5 50c
0,00	0,0013	0,50	0,020 6,007
0,02	0,0000	7.50	0,224 6 040
0,00	0,0040	9 00	7 609
0,75	0,1005	8,50	8 471
0,80	0,1203	9.00	9 971
0,85	0 1569	9 [°] 50	10,09
ñë n	0,1748	lố čň	10,93
0.95	0 1934	11,00	12.67
1.00	0.2127	12.0	14,49
1.05	0.2330	13'0	16.38
1,10	0.2538	14.0	18,32
1.20	0,2981	15,0	20,35
1,30	0,3452	17,0	24,60
1,40	0,3953	20,0	31,33
- 1,50	0,4481	22,0	36,08
1,60	0,5036	25,0	43,56
1,70	0,5517	27,0	48,77
1,80	0,6223	30,0	00,86
1,90	0,0804	32,0	02,42
2.00	0,7510	35,0	71,05
2,10	0,8190	37,0	10,98
2,20	0,0001	40,0	00,09
2,30	1 036	42,0	109 0
2,40	1,000	40 50	118 6
2,00	1,112	50 60	153 3
2,10	1 526	70	190.4
3,00	1 750	ŝõ	229.8
3,50	1.986	9ã	270,9
3,75	2.231	100	313,5
4.00	2,488		



Distantia S













Рис. П.2.4. Нормированные характеристики диода $I_a/I_{\infty} = \int (U_a/U_T)$ при I_g/I_{∞} в качестве параметра для значений $U_a/U_T = 160 \div 210$



Рис. П.2.5. Универсальная нормированная характеристика диод а

 $\frac{I_{\rm a}}{I_{\rm os}} = f\left(\frac{U_{\rm a} - U_{\rm o}}{U_{\rm T}}\right)$

ЛИТЕРАТУРА

К предисловию

0.1. Царев Б. М. Расчет и конструирование электронных ламп. М., «Энергия», 1967.

0.2. Кацман Ю. А. Электронные лампы высоких и низких частот. М., «Высшая школа», 1968.

К гл. 1

1.1. ГОСТ 2.731—68. 1.2. ГОСТ 13393—67.

К гл. 2

2.1. Ворончев Т. А., Соболев В. Д. Физические основы вакуумной техники. М., «Высшая школа», 1967.

2.2. И в и Г. Токи, ограниченные пространственным зарядом, в сборнике «Проблемы современной физики», 1956, № 6. Изд-во иностр. лит., 1956.

2.3. Шпангенберг К. Р. Электронные лампы. Под ред. Оболенского С. А. М., «Сов. радио», 1953.

2.4. Diemer G., Dijkgraaf H. Langmuirs tables for the exponential region of the I_a-U_a characteristic, Philips Research Rep. 1952, 7, 45.

2.5. Добредов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М., «Наука», 1966.

2.6. Царев Б. М. Расчет и конструнрование электронных ламп. М.; «Энергия», 1967.

2.7. Берлин Г. С. Электронные приборы с механически управляемыми электродами. М., «Энергия», 1971.

2.8. Царев Б. М. Контактная разность потенциалов. М., Техтеоретиздат, 1955.

2.9. Беллюстин С. В. Емкость при стационарном распределении заряда. «Радиотехника и электроника», 1962, № 3, 491.

2.10. van der Ziel A., Extention and application of Langmuirs calculations on a plane diode with Maxwellian velocity distribution of the electrons, Philips Research Rep. 1946, \mathbb{N} 1, 97.

К гл. 3

3.1. Maxwell I. C. A treatise on electricity and magnetism. v. 1, § 203-206, 1873.
3.2. Лукошков В. С. Дополнения к переводу книги: Стретт М.Д.О., Современные многоссточные лампы. Том И. Электрофизические основы. М. Оборонгиз, 1940.

3.3. Schottky W. Arch, Elektrotechnik, 1920, 8, 12,

3.4. Vodges V. B., Elder F. B. Phys. Rev. 1924, 24, 225.

3.5. Ollendorff F. Elektrotechnik und Maschinenbau, 1934, 52, 585.

3.6. Шубин Л. В. Вопросы радноэлектроники сер. 1. Электроника. 1959, вып. 6, 33.

3.7. Rothe R., Kleen W. Hochvakuum-Elektronenröhren, Bd 1. Physikaliche Grundlagen. гл. 9, 1955.

3.8. Dahlke W. Telefunkenzeitung, 1951, 24, 213,

3.9. "Göllnitz H., Exper. Technik der Physik. 1963. 11. № 3. 157.

3.10. Академия наук СССР, Сибирское отделение. Вычислительные системы. Численные методы расчета электронно-оптических систем. Сборник трудов I-го Всесоюзного семинара. Новосибирск, 1967.

3.11. Брюхе, Рекнагель. Электронные приборы. М. — Л., Госэнергоиздат, 1949.

3.12. Царев Б. М. Контактная разность потенциалов. М., Техтеоретиздат, 1955.

3.13. FOCT 8100-63.

3.14. Сифоров В. И. Радиоприемные устройства. М., Воениздат. 1954.

К гл. 4

4.1. Шпангенберг К. Р. Электронные лампы, часть 1, перевод с англ. М., «Сов. радио». 1953.

4.2. Jonker J. L. H., Philips Research Rep. 1951, 6, № 1, 1. 4.3. Jonker J. L. H., van Geldern Z., Philips Research Rep. 1957, 12, № 2, 141.

4.4. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., «Эмиссионная электроника». М., «Наука», 1966.

К гл. 5

5.1 Сифоров В. И. Радиоприемные устройства. М., Воениздат, 1954.

К гл. 6

6.1. Цейтлин Л. А. Индуктивности проводов и контуров. «Энергия», 1950.

6.2. Дробов С. А. в Бычков С. И. Радиопередающие устройства М., «Сов. радно», 1969.

6.3. Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот, т. II. М., «Высшая школа», 1972.

6.4. Rothe H., PIRE. 1940, 28, № 7, 325.

6.5. Бергельсон И. Г. и др. Приемно-усилительные лампы повышенной надежности. М., «Сов. радно», 1962.

6.6. Говоров. Б. А. и др. Особенности применения приемно-усилительных ламп. М., «Сов. радно», 1966.

6.7. Харвей А. Ф. Высокочастотные электронные лампы. Пер. с англ. М., Гос. изд. иностр. лит., 1948.

7.1. Грановский В. Л. Электрические флуктуации. М. — Л., ОНТИ,

1936. 7.2. Вандер Зил. А. Флуктуации в радиотехнике и физике. М.—Л., Госэнергоиздат, 1958.

7.3. Венцель Е. С. Теория вероятностей, М., «Наука», 1969.

7.4. Нейман Л. Р., Демирчан К. С. Теоретические основы электротехники, т. І. М.—Л., «Эпергия», 1966.

7.5. Крылов К. И. Физические основы электровакуумной техники. М. — Л., Госэнергоиздат, 1949.

7.6. Spenke E., Wiss. Veröffent. Siemenswerke 1937, 16, 2, 16.

7.7. Schottky W., Phys. Rev., 1926, 28, 74.

7.8. Ворончев Т. А., Соболев В. Д. Физические основы вакуумной техники. М., «Высшая школа», 1967.

7.9. v. Vliet K. M., Johnson R. R., J. Appl. Phys. 1964, 35. 7, 2039.

7.10. Клейнер Э.Ю., Воробьев М.Д. Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, 38, 415.

7.11. Lindemann W. W., van der Ziel A., J. Appl. Phys. 1957, 28, 4, 448.

7.12. Клейнер Э. Ю., Амирян Р. А., Воробьев М. Д. Раднотехника в электроника. 1969, 14, 4, 735.

оглавление

	а в а l. Общие сведения об электронных лампах
1.1. 3	стройство электронной лампы
(хема соединения электродов с выводами.
1.3. (сновные электрические цепи электронной лампы
1.4.]	вижение электронов в равномерном электрическом поле. Энергия
B	время пролета электронов
1.5. 1	епловой режим анода
1.6. 8	лектрические режимы работы электронных ламп
1.7. ł	лассификация электронных ламп
1.8. 3	словные обозначения типов электронных ламп
	•
Гл	ава 2. Двухэлектродные ламкы
2.1. 0	изические процессы в диоде
2.2. F	асчет статической характеонстики диона
2.2.1	Характеристика плоского диода без учета начальных скоростей
	электронов. Закон степени 3/2
2.2.2	. Характеристика цилиндрического диода без учета начальных
	скоростей электронов
2.2.3	. Характеристика плоского диода с учетом начальных скоростей
	электронов
2.2.4	. Характеристика цилиндрического диода с учетом начальных
	скоростей электронов
2.3. F	еальные статические характеристики диодов
2.3.1	. Влияние контактной разности потенциалов
2.3.2	Влияние неравномерности температуры катода
2.3.3	. Влияние эффекта Шоттки
	. Влияние падения напряжения вдоль катода
2,3.4	Влаяние магнитного поля тока накала
2,3.4 2,3.5	. Зависимость хода реальных характеристик от напояжения
2.3.4 2.3.5 2.3.6	
2,3,4 2,3,5 2,3,6	накала
2,3,4 2,3,5 2,3,6 2,4, 0	накала
2,3.4 2.3.5 2.3.6 2.4. 0 2.5 F	накала орма анодного тока мязние переменного тока накала на форму анодного тока

	стр.
2.6.1. Определение понятия «параметры электронной лампы»	69
2.6.2. Крутизиа зарактеристики	70
2.6.3. Виутреннее сопротивление электронной лампы	74
2.6.4. Простейшие метоны практического определения параметров	
пнола	74
2.6.5. Зависимость параметров пиода от анодного наполжения	75
2.6.6. Параметры ламп как отношения амплитул переменных состав-	i e e e e
ЛЯЮЩИХ ТОКОВ И НАПОЯЖЕНИЙ	76
§ 2.7. Сопротивление дампы постоянному току.	77
5 2.8. Межлуэлектролная емкость лиола	77
5.2.9. Отношение крутизны характеристики к межлуэлектлолной емкости.	83
§ 2 10. Рабочие характеристики лиола.	83
8 2 11 Применение лиолов	85
Глава 8.	
Трехэлектродные лампы	
	86
	88
3.2.1. Картины электростатического поля триода при разных	00
напояженнях сетки	88
3.2.2. Уравнение электростатического поля реального триода	92
6 3.3 Частичные междуэлектродные емкости и проницаемость сетки.	102
3.3.1. Частичные межлуэлектролные емкости триода	102
3.3.2. Определение понятия «проницаемость сетки»	103
3.3.3. Формулы для вычисления проницаемости сетки и частичных	• • •
межиуэлектролных емкостей при плоской системе электролов	104
3.3.4. Формулы для вычисления проницаемости сетки при ивлиндри-	
ческой системе электнолов	110
§ 3.4. Лействующее напояжение триола	111
3.4.1. Эквивалентный лиол и понятие «лействующего» напояжения	111
3.4.2. Действующее напояжение «холодного» триода	112
3.4.3. Лействующее напояжение «горячего» триода при малых плот-	
	113
3.4.4. Лействующее напряжение «горячего» триода при больших	•••
плотностях анолного тока	119
6 3 5. Закон степени 3/2 лля триола	121
6 3.6 Вилы статических характеристик токола	123
5 37 Статические уарактеристики при отридательных сстоиных напод.	
З отся станителия и при стримати столици и инру	193
	120
	193
	120
Почить в трориции в трориции воротористик ог тустогы сстки.	195
замны с элевымых и «правыми» харалистиками	140
проятные учрактеристики чисточнымы триодов при отри-	196
зательных сеточных наприжениях	120
ония молов между аподавыми и анодно-сеточными характеристиками. 8 3.8. Токоваопрателение, в триото	100
3 2.1 Reamonue	197
U.U.T. DDCHCHHC	107

Ŕ

3.8.2. Сетка как электронно-оптическая система	138
3.8.3. Коэффициенты токопрохождения и токораспределения 🔒 🖡	143
3.8.4. Режимы токораспределения	144
8.8.5. Токораспределение в режиме возврата ,	146
3.8.6. Токораспределение в режиме перехвата	150
- 3.8.7. Динатронный эффект	156
3.8.8. Влияние на токораспределение объемного заряда в пространстве	
между сеткой и аподом	158
§ 3.9. Прохождение параллельного потока электронов через пространство	
сетка — анод	158
3.9.1. Физические процессы при прохождении через междуэлектрод-	
ное пространство параллельного потока предварительно уско-	
ренных электронов	158
3.9.2. Распределение потенциала между сеткой и анодом при отсутст-	
вии впртуального катода	160
3.9.3. Распределение потенциала между сеткой и анодом при наличии	
виртуального катода	164
3.9.4. Характеристики прохождения параллельного потока электро-	
нов через пространство сетка — анод	166
§ 3.10. Статические характеристики триода при положительных сеточных	
напряжениях	170
3.10.1. Сеточные и анодно-сеточные характеристики	170
3.10.2. Сеточно-анодные и анодные характеристики	172
§ 3.11. Обратный ток сетки	173
§ 3.12. Статические параметры триода	181
3.12.1. Типы статических параметров ламп с сетками	181
3.12.2. Статические параметры анодной цепи лампы	183
3.12.3. Простейшие методы практического определения статических	
параметров	188
3.12.4. Зависимость статических параметров от напряжений электро-	
ДОВ	190
3.12.5. Зависимость статических параметров от напряжения накала	192
3.12.6. Статические параметры параллельно соединенных ламп	193
3.12.7. Статические параметры сеточной цепи	194
§ 3.13. Рабочий режим триода	195
3.13.1. Виды включения триодов в электрическую цепь	195
3.13.2. Рабочие характеристики триода	197
3.13.3. Форма анодного тока и падения напряжения на лампе в ква-	
зистатическом рабочем режиме	199
3.13.4. Выбор и установление рабочей точки. Построение нагрузочной	
прямой при различных видах нагрузки. Предельно допусти-	~~
мый электрический режим лампы	200
3.13.5. Рабочие параметры триода	203
3.13.6. Эквивалентные схемы электронных ламп	210
3.13.7. Междуэлектродные емкости	212
а.13.8. Электронная лампа как четырехполюсник	217
§ 3.14. Применение триодов	219

Глава 4. Многоэлектродные лампы с одной управляющей сеткой 222 § 4.1. Виды многоэлектродных ламп с одной управляющей сеткой § 4.2. Общая теория многоэлектродных ламп . 223 4.2.1. Уравнение катодного тока . . 223 4.2.2. Токораспределение в многоэлектродных лампах 225 4.2.3. Частичные междуэлектродные смкости многоэлектродных ламп 228 230 4.3.1. Действие экранирующей сетки в тетроде 230 4.3.2. Закон степени 3/2 для тетрода . . 231 4.3.3. Токораспределение в тетроде . . . 232 4.3.4. Статические характеристики тетрода 233 4.3.5. Применение тетродов 236 238 238 4.4.1. Действие защитной сетки в пентоде 4.4.2. Закон степени 3/2 для пентода . . 239 4.4.3. Токораспределение в пентоде 240 4.4.4. Статические характеристики пентода 242 4.4.5. Статические параметры пентода 245 252 4.4.6. Междуэлектродные емкости и рабочие параметры пентода 253 4.4.7. Триодное включение пентода 4.4.8. Применение пентодов 253 § 4.5. Тетроды с подавленным динатронным эффектом 254 § 4.6. Электронные лампы с катодной сеткой . . . 257 § 4.7. Лампы с усилением за счет вторичной эмиссии . . . 260

Глава 5.

Многоэлектродные лампы с двумя управляющими сетками

- § 5.2. Двухсеточное преобразование частоты. Параметры преобразования 266
 - Глава 6.

Работа электронных ламп на сверхвысоких частотах при малых углах пролета

§ 6.1. Особенности работы электронных лами на сверхвысоких частотах	272
§ 6.2. Ток диода с учетом времени пролета электронов	275
6.2.1. Наведенный ток	275
6.2.2. Полный ток диода	279
6.2.3. Ток диода в динамическом режиме при малых углах пролета	279
§ 6.3. Входное сопротивление ламп а сетками	282
6.3.1. Влияние междуэлектродных емкостей и индуктивностей вводов	283
6.3.2. Влияние времени пролета электронов	287
6.3.3 Зависимость входного сопротивления от частоты и напряжений	
электродов	291
§ 6.4. Пути повышения предельной рабочей частоты	294

Глава 7.

No. Contraction

Шумы электронных ламп

· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	
§ 7.1. Виды шумов, создаваемых электронными лампами	297
§ 7.2. Некоторые сведения из теории вероятностей	300
7.2.1. Случайные величины и их законы распределения	300
7.2.2. Числовые характеристики случайных величин	302
7.2.3. Системы случайных величин. Корделяция	305
724 Случайные функции Корреляннойная функция	307
725 Спектральное раздожение стационалной случайной филктии	310
673 Пробовый эффект	215
731 Проборый эффект при работе катола в режиме насыления	215
7.3.9. Пробовый эффект при освание наседа в режиме насыщения	010
1.0.2. Просовыя эффект при огрешичения тока катода пространствен-	000
	020
97.4. Шумы токораспределения	200
	200
§ 7.6. Пизкочастотные шумы	028
7.6.1. Сощие закономерности фликкер-эффекта	029
7.6.2. Фликкер-эффект при расоте катода в режиме насыщения	331
7.6.3. Фликкер-эффект при ограничении тока катода пространственным	
зарядом	334
7.6.4. Низкочастотные шумы за счет эмиссии катодом положительных	
	337
§ 7.7. Шумовые параметры электронных ламп	338
§ 7.8. Эквивалентное сопротивление шумов различных видов электрон-	
ных ламп	340
7.8.1. Эквивалентное сопротивление шумов диода	341
7.8.2. Эквивалентное сопротивление шумов триода	342
7.8.3. Эквивалентное сопротивление шумов пентода	343
7.8.4. Эквивалентное сопротивление шумов ламп с внутренним усиле-	
нием за счет вторичной эмиссии	344
7.8.5. Зависимость эквивалентного сопротивления шумов от режима	
работы лампы	345
7.8.6. Значения эквивалентного сопротивления шумов различных	
видов электронных ламп и пути их уменьшения	346
Приложения	347
Литература	360
	No. Con

ЭРНСТ ЮЛЬЕВИЧ КЛЕЙНЕР

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМП Редактор Е. А. Орехова Переплет художника С. Артемова Художественный редактор Т. М. Сиворцова Технический редактор Л. А. Тригорчук Корректор Р. К. Косинова

1—12973. Сдано в набор 11/1∨-74 г. Подл. к печати 23/1Х74-г. Формат 60Х90/на. Бум. тип. № 2. Объем 23 пач. л. 23 усл. печ. л. 22,19 уч.-изд. л. Изд. № 3Р—145. Тираж 19.000 экз. Цена 94 кол. Зак. 286.

План выпуска литературы издательства «Высшая школа» (вузы и техникумы) на 1974 г. Позиция № 134

Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14, издательство «Высшая школа»

Ярославский полиграфкомбинат «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете Совета Министров СССР по делем издательств, полиграфии и книжной торговли. 150014, Ярославль, ул. Свободы, 97.