

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

Под редакцией
П. В. ТИМОФЕЕВА



ГОСЭНЕРГОИЗДАТ • 1941

ДЕП

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ
проф. П. В. ТИМОФЕЕВА



РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1940 ЛЕНИНГРАД

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
П. В. Тимофеев, Фотоэффект и вторичная эмиссия со сложных эмитторов	3
Т. П. Козляковская, Термоэлектронная эмиссия сложных поверхностей	44
П. В. Тимофеев, Фотоэлементы	59
В. Л. Грановский, Деионизация разреженного газа	98
Б. Е. Строганов и П. В. Тимофеев, Тиратроны	140
Б. Н. Клярфельд, Положительный столб газового разряда и его использование для получения света	165
В. А. Фабрикант, Механизм излучения газового разряда	236
А. М. Шемаев, Газоразрядные источники света для целей освещения	297
К. С. Вульфсон, О пределе чувствительности тепловых радиометров	319
К. С. Вульфсон, Об инерции и чувствительности тормозных элементов, изготовленных методом катодного распыления или испарения	333

Редакторы: инж. К. М. Поливанов и А. Д. Смирнов

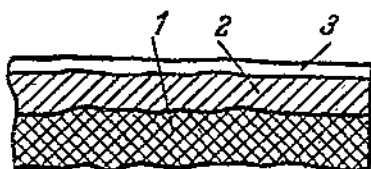
Тираж 1000 экз. Подписано к печати 14/X 1940 г. Л 33849
 Печ. листов 21 Учет.-авт. листов 26,07 Колич. знаков в 1 печ. листе 49523
 Цена 15 руб. Заказ № 3895

4-я типография ОГНЗ'а РОФСР, треста «Полиграфконтра» им. Евг. Соколовой,
 Ленинград, пр. Красных Командиров, 29.

ФОТОЭФФЕКТ И ВТОРИЧНАЯ ЭМИССИЯ СО СЛОЖНЫХ ЭМИТТОРОВ

ВВЕДЕНИЕ

Излучение электронов накаливаемой угольной нити, наблюдавшееся Эдисоном в лампе накаливания, послужило основанием для исследования электронной эмиссии с поверхности тел. Изучение электронной эмиссии привело к созданию электронных и ионных приборов, сыгравших огромную роль в развитии современной техники. На основании исследования термоионной эмиссии, фотоэффекта и вторичной эмиссии было установлено, что во всех этих случаях наибольшее излучение электронов при одинаковых условиях дают так называемые сложные эмитторы. Сложные эмитторы состоят обычно из щелочных или щелочно-земельных металлов и их соединений с другими элементами, чаще всего с кислородом. Различные сложные эмитторы, отличающиеся своими составными элементами, имеют в большинстве случаев аналогичную структуру. Структура сложного эмиттора схематически изображена на фиг. 1. Он состоит в основном из трех частей; основания 1, которым служит металл, например, калий, серебро, медь, никель и др.; промежуточного слоя 2, представляющего собой соединение щелочного или щелочно-земельного металла с кислородом или с другим элементом, и, наконец, из поверхностной пленки 3 щелочного или щелочно-земельного металла.



Фиг. 1. Схематический вид сложного эмиттора.

1 — основание; 2 — промежуточный слой; 3 — поверхностная пленка.

В промежуточном слое находятся распределенные в той или иной концентрации частицы металлов, из которых состоят поверхностная пленка и основание данного сложного эмиттора.

Изучению сложных эмитторов, применяющихся в настоящее время в большинстве ионных и электронных приборов, посвящено большое количество работ, позволивших в некоторых случаях установить механизм излучения электронов из этих эмитторов и определить условия, соответствующие наибольшему значе-

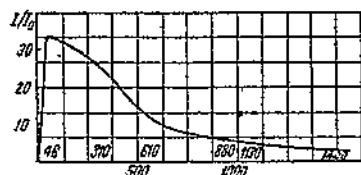
нию электронной эмиссии из них. В настоящей статье рассматриваются вопросы, связанные с фотоэффектом и со вторичной эмиссией со сложных поверхностей.

ФОТОЭФФЕКТ И ВТОРИЧНАЯ ЭМИССИЯ С КАЛИЯ, ОБРАБОТАННОГО КИСЛОРОДОМ И ДРУГИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ [1]

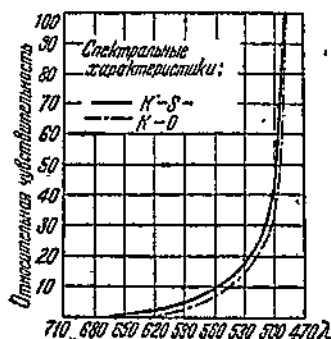
Весьма малые количества кислорода, серы и других веществ, приведенные в соприкосновение с поверхностью калия, значительно увеличивают интегральный фотоэлектрический эффект, который при освещении неразложенным светом от лампы накаливания с температурой нити около 2840°K возрастает в 20—30 раз. Зависимость интегральной чувствительности поверхности калия от количества поглощенного кислорода приведена на фиг. 2.

По оси абсцисс здесь отложено количество поглощенного поверхностью калия кислорода в 10^{-8} долях грамма на 1 см^2 поверхности, а по оси ординат — отношение $\frac{I}{I_0}$, где I — ток с обработанной кислородом поверхности калия, а I_0 — с поверхности калия до обработки кислородом.

На фиг. 2 для отдельных точек кривых приведены числа мо-



Фиг. 2. Зависимость интегральной чувствительности калиевого эмиттора от количества поглощенного кислорода.



Фиг. 3. Спектральные характеристики К—S и К—О эмитторов.

лекулярных слоев K_2O , образующихся при соединении кислорода с калием. Подсчет молекулярных слоев K_2O был произведен в предположении, что поверхность калия абсолютно ровная.

Максимум $\frac{I}{I_0}$ получается обычно в промежутке от 20 до 50 молекулярных слоев K_2O в зависимости от степени чистоты поверхности калия перед обработкой ее кислородом. Аналогичные результаты получаются в случае обработки поверхности калия серой, селеном и другими веществами, вступающими в реакцию с поверхностью калия. На фиг. 3 приведены спектральные характеристики калиевой поверхности, обработанной парами серы (К—S) и кислородом (К—О). По оси ординат этих кривых отложены величины фототока в процентном отношении, отнесенные к единице энергии падающего на исследуемую поверх-

ность монохроматического света, а по оси абсцисс — длина волны λ в миллимикронах. Во время обработки поверхности калия кислородом и другими веществами молекулы обрабатывающего вещества вступают в соединение с калием, образуя, например, в случае обработки кислородом окисел калия. Вследствие диффузии калия через продукты его реакции с обрабатывающим веществом, в частности через окисел калия, поверхность калия, обработанного, например, кислородом, имеет строение типа $[K] - K_2O - K$, т. е. на толстом слое калия, служащем в данном случае основанием катода, располагается слой окисла калия K_2O , поверхность которого покрывается тонкой пленкой адсорбируемых этим слоем атомов калия. В слое окисла калия имеются также металлические частицы, распределенные в нем в виде атомов или группы атомов калия. Таким образом при обработке поверхности калия кислородом получается сложный эмиттор, имеющий указанную во введении структуру. Измерения вторичной эмиссии с поверхности калия, получающейся при дистилляции калия в высоком вакууме, показали, что максимальный коэффициент вторичной эмиссии δ , определяющий отношение вторичного тока к первичному, с этой поверхности меньше единицы. При окислении поверхности калия коэффициент вторичной эмиссии δ , так же как и фототок, сначала растет, достигает максимума и затем падает.

В табл. 1 приведены максимальные значения δ_m , определенные при различных толщинах слоя окисла K_2O . В этой таблице n представляет число молекулярных слоев K_2O и v — скорость первичных электронов в вольтах, при которой δ достигает максимума.

Таблица 1

n	δ_m	v	n	δ_m	v
0	0,9	200	100	2,62	380
25	1,2	280	200	3,51	390
40	1,75	320	300	3,2	390
60	2,02	360			

При окислении поверхности до практически полного исчезновения фототока коэффициент вторичной эмиссии остается больше единицы¹.

Как видно из табл. 1, скорость первичных электронов, при которой коэффициент вторичной эмиссии достигает максимума, тем выше, чем больше число молекулярных слоев K_2O . Следует отметить, что число молекулярных слоев K_2O , соответствующее как максимальному значению коэффициента вторичной эмиссии, так и максимальному значению фототока, получается в различ-

¹ Этим объясняются, по всей вероятности, результаты исследования вторичной эмиссии с калия, полученные Грошевыми (Ж. Т. Ф. 4, 1934, стр. 363), который, очевидно, экспериментировал с грязными поверхностями калия.

ных опытах неодинаковым и зависит в основном от степени чистоты калиевой поверхности перед обработкой ее кислородом. Однако характер изменения фототока и вторичной эмиссии при окислении вначале достаточно чистой поверхности калия оставался неизменным при всех проведенных нами экспериментах. Во время процесса обработки поверхности калия кислородом после каждого поглощения калием маленькой порции кислорода как фототок, так и ток вторичной эмиссии довольно продолжительное время (около 30—40 мин.) изменяют свою величину. Они вначале растут, достигают максимума, затем падают и, наконец, приобретают практически постоянное значение; при этом максимум фототока наступает раньше максимума вторичной эмиссии электронов. Эти изменения фототока и вторичной эмиссии служат хорошим подтверждением существования процесса диффузии калия через слой его окисла, а также показывают, что максимум вторичной эмиссии и максимум фототока наступают при различной структуре данного эмиттора. Как будет показано ниже, фотоэффект при освещении этого эмиттора неразложенным светом лампы накаливания в основном определяется излучением электронов из поверхностной пленки калия K_2O , вторичная же эмиссия зависит, главным образом, от структуры промежуточного слоя K_2O , т. е. от концентрации частиц калия в нем. Сложный эмиттор, полученный просто окислением поверхности щелочного металла, не позволяет изменять установившееся вследствие диффузии распределение этого металла на поверхности и внутри промежуточного слоя данного эмиттора. Таким образом этот метод обработки поверхности щелочного металла не дает возможности получить эмиттор с оптимальными условиями распределения щелочного металла в нем, которые соответствуют максимуму фотоэффекта или максимуму вторичной эмиссии. В настоящее время, как известно, сложные эмитторы с щелочными металлами изготавливаются посредством обработки парами этих металлов окисленных поверхностей серебра, меди и других металлов. Этот метод изготовления сложных эмитторов позволяет получить такое распределение частиц щелочного металла на поверхности и внутри промежуточного слоя эмиттора, при котором фотоэффект и вторичная эмиссия имеют большие значения по сравнению с рассматриваемыми выше эмитторами. В дальнейшем в основном рассматриваются свойства сложных эмитторов, полученных обработкой парами щелочных металлов окисленных поверхностей различных металлов.

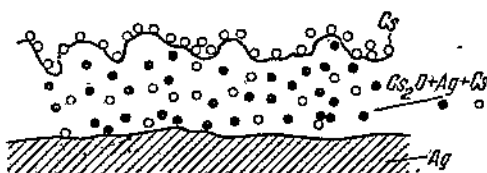
ФОТОЭФФЕКТ И ВТОРИЧНАЯ ЭМИССИЯ С КИСЛОРОДНО-ЦЕЗИЕВЫХ ЭМИТТОРОВ

На фиг. 4 приведен схематический вид кислородно-цезиевого эмиттора, получающегося в результате обработки поверхности окисла серебра парами цезия. Кислородно-цезиевый эмиттор, как указано на фиг. 4, состоит из серебряного основания Ag , промежуточного слоя окисла цезия Cs_2O с вкрапленными в него

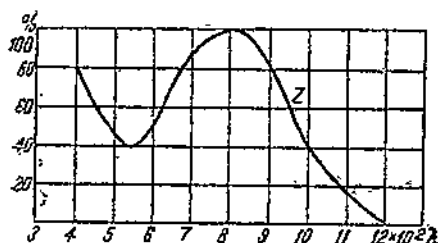
частицами цезия и серебра и поверхностной пленки цезия. Спектральная характеристика кислородно-цезиевого эмиттора приведена на фиг. 5, где по оси ординат отложен фототок в том же масштабе, как и на фиг. 3, а по оси абсцисс — длина волны λ в миллимикронах [2].

В результате исследования методом задерживающего поля распределения скоростей фотоэлектронов у данного эмиттора при различных длинах волн монохроматического света были получены кривые распределения электронов по скоростям [3], приведенные на фиг. 6, где по оси ординат отложено число электронов, а по оси абсцисс — их скорости в вольтах. Кривая 1 снята при освещении поверхности кислородно-цезиевого эмиттора монохроматическим светом с длиной волны $\lambda = 4358 \text{ \AA}$

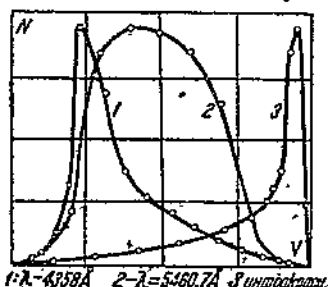
кривая 2 — с $\lambda = 5460,7 \text{ \AA}$ и, наконец, кривая 3 — при освещении эмиттора светом лампы накаливания, пропускаемым через эбонитовую пластинку толщиной в 2 мм. Из сравнения приведенных кривых вытекает, что вид их в значительной степени зависит от длины волны монохроматического света, падающего на поверхность кислородно-цезиевого эмиттора. Как известно, вид кривых распределения скоростей у чистых металлов почти не зависит от длины



Фиг. 4. Схематический вид кислородно-цезиевого эмиттора.



Фиг. 5. Спектральная характеристика кислородно-цезиевого эмиттора.



1- $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ 2- $\lambda = 5460,7 \text{ \AA}$ 3-инфракрасн.

Фиг. 6. Распределение фотоэлектронов у кислородно-цезиевого эмиттора по энергиям.

волны монохроматического света, которым освещается поверхность металла при измерении. Далее, наименьшая скорость фотоэлектронов у чистых металлов равна половине максимальной скорости, и только при фотоэффекте из тонких пленок наименьшая скорость приближается к максимальной. В случае кислородно-цезиевого эмиттора, как видно из данных кривых распределения скоростей, наименьшая скорость вообще отлична от максимальной и, лишь при освеще-

нии этого эмиттора инфракрасным светом она приближается к максимальной. Таким образом, сравнивая кривые распределения скоростей фотоэлектронов для чистых металлов с кривыми распределения скоростей для кислородно-цезиевого эмиттора, приходим к заключению, что при освещении этого эмиттора длинноволновым светом эмиссия электронов в основном происходит из поверхностной пленки щелочного металла Cs (фиг. 4). При освещении же данного эмиттора монохроматическим светом с короткой длиной волны фотоэлектроны выходят из более глубоких слоев эмиттора. Фотоэффект из сложного кислородно-цезиевого эмиттора согласно теории Бура и Тевиса можно рассматривать как фотоионизацию атомов цезия, адсорбированных на поверхности окисла цезия и распределенных внутри его. Ионизационный потенциал сорбированных атомов цезия зависит от величины действующих на них сил адсорбции, которые, как нетрудно видеть, будут иметь различную величину для атомов цезия, расположенных внутри и на поверхности окисла цезия. Величина адсорбционных сил, действующих на атомы цезия, расположенные на поверхности окисла цезия, будет больше и, следовательно, ионизационный потенциал их меньше по сравнению с ионизационным потенциалом атомов цезия, расположенных внутри слоя окисла цезия. При этом необходимо отметить, что адсорбционные силы, действующие на различные атомы цезия, находящиеся на поверхности, не одинаковы по своей величине; они также не одинаковы и для различных внутренне-адсорбированных атомов. Полагая, что вероятность фотоионизации B_v для адсорбированных атомов цезия убывает с увеличением частоты монохроматического света по тому же закону, которому подчиняются пары цезия:

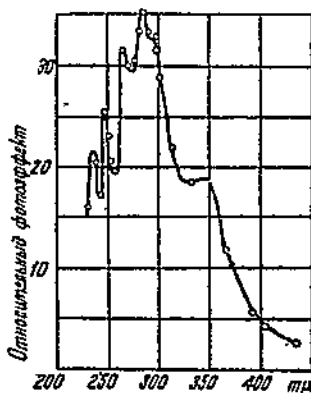
$$B_v = \frac{\text{const}}{\sqrt{\nu - \nu_0}},$$

хорошо оправдывающемуся на опыте для паров щелочных металлов, приходим к следующему выводу.

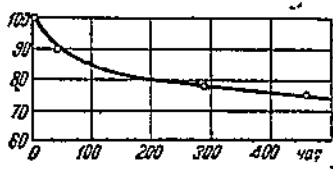
При освещении поверхности кислородно-цезиевого эмиттора длинноволновым светом с длиной волны, большей 5500 Å, излучение фотоэлектронов в основном происходит вследствие фотоионизации атомов цезия, адсорбированных на поверхности окисла цезия. Излучение же электронов при освещении этого эмиттора светом с длинами волн короче 5500 Å получается, главным образом, в результате фотоионизации атомов цезия, расположенных внутри окисла цезия, а также, возможно, благодаря фотоэффекту из коллоидных частиц цезия, существование которых в данном эмитторе весьма вероятно. Конечно, при освещении данного эмиттора ультрафиолетовым светом излучение фотоэлектронов может происходить и из частиц серебра, распределенных внутри его окисла, и, наконец, даже из самого окисла. Приведенная на фиг. 7 спектральная характеристика кислородно-цезиевого эмиттора не противоречит высказанному предположению [4].

Характерным свойством кислородно-цезиевого эмиттора является изменение с течением времени его интегральной чувствительности при постоянном освещении. Происходящее при этом уменьшение интегральной чувствительности называется утомлением [5].

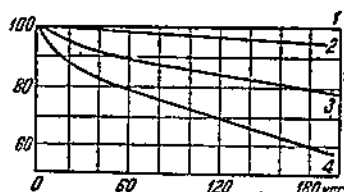
На фиг. 8 приведена наиболее характерная кривая, показывающая утомление данного эмиттора при освещенности в 50 лк. По оси абсцисс здесь отложено время освещения, а по оси ординат — величина фототока, выраженная в процентах от величины



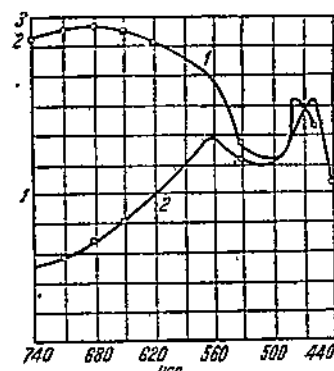
Фиг. 7. Спектральная характеристика кислородно-цезиевого эмиттора для ультрафиолетового света.



Фиг. 8. Характеристика утомления кислородно-цезиевого эмиттора при освещенности его поверхности в 50 лк.



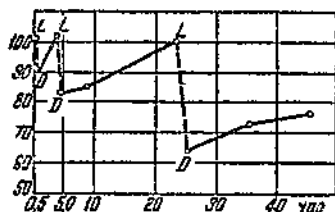
Фиг. 9. Характеристика утомления при различных освещенностях кислородно-цезиевого эмиттора.



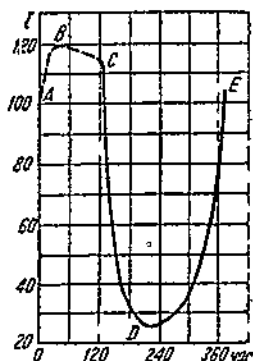
Фиг. 10. Спектральные характеристики кислородно-цезиевого эмиттора до утомления (1) и после утомления (2).

фототока неутомленного катода. Приведенные в тех же координатах кривые на фиг. 9 дают представление об утомлении эмиттора при различной освещенности его поверхности, а именно, кривая 1 снята при 50 лк, 2 — при 250 лк, 3 — при 500 лк и 4 — при 1000 лк. На фиг. 10 приведены спектральные характеристики, снятые с одного и того же эмиттора: кривая 1 — до утомления и 2 — после утомления. Результаты утомления эмиттора при освещенности его поверхности в 5000 лк приведены на фиг. 11. Отрезки прямых LD , проведенные пунктирными линиями, определяют поведение освещенного эмиттора, а сплошные отрезки DL определяют поведение эмиттора в тем-

ноте. Следует отметить, что утомленные катоды при хранении в темноте частично восстанавливают свою первоначальную чувствительность. Кривая, характеризующая изменение чувствительности эмиттора, погруженного в жидкий азот, приведена на фиг. 12, где по оси ординат отложена чувствительность эмиттора в процентах от чувствительности, которую он имел до погружения в жидкий азот, а по оси абсцисс — время. В период изменения чувствительности от А до С он находился в темноте. Отсюда непосредственно видно, что одно погружение фотоэлемента в жидкий азот не уменьшает его чувствительности, а наоборот, увеличивает ее. Падение в этот момент чувствительности от В до С, по всей вероятности, произошло вследствие освещения фотоэлемента во время измерения его чувствительности в точке В. При освещении эмиттора постоянным светом чувствительность его в жидком азоте падает от В до D. Если вынуть эмиттор из жидкого



Фиг. 11. Характеристики утомления кислородно - цезиевого эмиттора при освещенности его в 5000 lx.



Фиг. 12. Характеристика утомления кислородно цезиевого эмиттора при температуре жидкого азота.

азота, тогда его чувствительность снова от значения в точке D возвращается к первоначальной величине.

Не принимая во внимание механизма утомления сложных эмитторов, можно показать, что уменьшение их чувствительности должно следовать экспоненциальному закону. Действительно, предположим, что величина фотоэффекта определяется числом n эмиссионных центров, находящихся в данный момент на эмитторе. Число эмиттирующих центров в единицу времени при освещении световым потоком F , очевидно, будет равно pnF , где p — коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств данного эмиттора. Далее, эмиссия фотоэлектронов уменьшается с течением времени при постоянном освещении эмиттора, что, естественно, возможно, только при уменьшении числа эмиссионных центров на поверхности эмиттора. Если q — вероятность восстановления эмиссионного центра после излучения им фотоэлектрона, то число центров, восстанавливающихся в единицу времени, будет $qpnF$. На основе сделанных предположений, умень-

шение dn — числа эмиттирующих центров в течение времени dt — можно определить из следующего выражения:

$$-dn = pnF dt - qp n F dt.$$

Если принять, что при $t=0$, $n=n_0$, получим:

$$n = n_0 e^{-p(1-q)Ft}$$

или

$$i = i_0 e^{-p(1-q)Ft},$$

где i_0 — ток с катода при $t=0$, а i — ток, соответствующий времени t . Зурман и Демпстер показали [6], что этот закон хорошо оправдывается на опыте для тонких пленок калия на нафталине и на гидриде калия при температуре жидкого воздуха. Кислородно-цезиевые эмитторы утомляются быстрее, и их кривые утомления не могут быть выражены простым экспоненциальным законом. Следуя теории Де-Бура, процесс утомления сложных эмитторов можно представить следующим образом. Адсорбированные на окисле цезия атомы цезия — эмиссионные центры, теряя свои валентные электроны, становятся положительными ионами, которые втягиваются электрическим полем внутрь эмиттора, что и приводит к уменьшению его чувствительности. При данном предположении понижение температуры эмиттора должно вызывать увеличение утомления. В самом деле, при этом увеличивается сопротивление полупроводящей подкладки и, следовательно, уменьшается число электронов, приходящих изнутри эмиттора, а вместе с тем уменьшается рекомбинация ионов щелочного металла, образующихся на поверхности катода благодаря фотоионизации. Несовпадение экспериментальных кривых с кривыми, выражающими экспоненциальный закон, объясняется тем, что толщина промежуточного слоя окисла цезия, служащего основанием для поверхностной пленки этого металла, неодинакова в различных точках катода, а вследствие этого вероятность рекомбинации q ионов цезия меняется от точки к точке поверхности катода.

Таким образом кривую утомления кислородно-цезиевого эмиттора можно выразить суммой показательных функций, т. е.

$$n = \sum_k n_{0k} e^{-p_k(1-q_k)Ft}$$

или

$$i = \sum_k i_{0k} e^{-p_k(1-q_k)Ft},$$

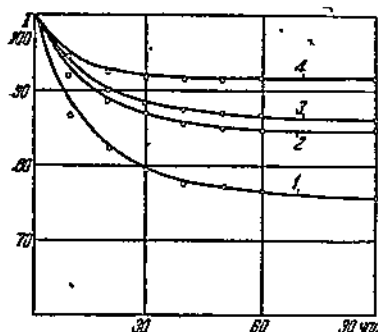
где величины n_{0k} , p_k и q_k относятся к некоторой части катода. Следует отметить, что при излучении фотоэлектронов внутренне-адсорбированными атомами цезия последние также могут перемещаться к основанию эмиттора. Однако, как показывают спектральные характеристики эмиттора (фиг. 10), снятые до и после утомления эмиттора, потеря чувствительности эмиттора

в основном определяется смещением поверхностных атомов цезия.

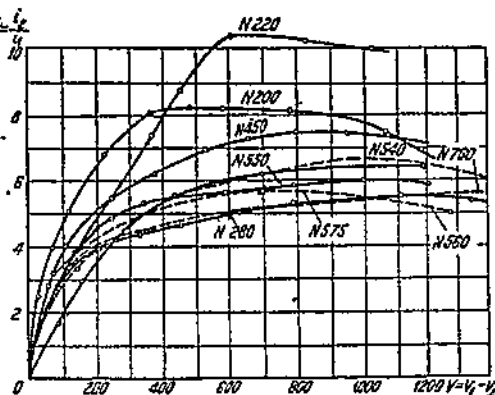
Безвозвратное утомление кислородно-цезиевого эмиттора при комнатной температуре объясняется уменьшением свободного цезия на катоде. Уменьшение свободного цезия на эмитторе, по всей вероятности, происходит вследствие реакции диффундирующих внутрь эмиттора ионов цезия с остатками окисла серебра. Совершенно ясно, что при температуре жидкого воздуха этой реакции не наблюдается, и таким образом эмиттор не имеет безвозвратного утомления. Частичное восстановление чувствительности утомленных при комнатной температуре кислородно-цезиевых эмитторов при хранении их в темноте обусловливается диффузией свободного цезия изнутри на поверхность катода. Хорошим подтверждением приведенной теории является утомление катода сильным светом (фиг. 11) при комнатной температуре. Так как в течение короткого промежутка времени ионы не успевают проникнуть глубоко внутрь эмиттора и вступить там в реакцию с остатками окисла серебра, то чувствительность эмиттора после прекращения освещения должна возвращаться к начальной величине, которую катод имел до утомления, что и подтверждается опытом.

Изложенные представления о природе утомления кислородно-цезиевых эмитторов показывают, что утомление этих эмитторов можно устранить, если улучшить условия рекомбинации цезиевых ионов. Улучшить рекомбинацию цезиевых ионов, очевидно, можно увеличением электропроводности промежуточного слоя окисла цезия посредством введения внутрь этого слоя частиц постороннего металла. С этой целью были исследованы кислородно-цезиевые эмитторы, изготовленные на никелевых пластинках, покрытых серебром с примесью золота [7]. На посеребренную никелевую пластинку путем катодного распыления наносился определенное количество слоев серебра, затем золота, снова серебра и т. д. до тех пор, пока количество серебра и золота в сумме не достигало 300 мономолекулярных слоев. После окисления поверхности эмиттора она обрабатывалась парами цезия при температуре 190—200° С. Можно считать, что при нагревании до этой температуры золото полностью восстанавливается и, следовательно, полученный таким образом эмиттор будет содержать в промежуточном слое частицы золота, увеличивающие его электропроводность. Такие фотокатоды обладали чувствительностью от 6 до 25 $\mu\text{A}/\text{lm}$. Чем больше частиц металла вкраплено внутри промежуточного слоя, тем должна быть лучше проводимость его и, следовательно, меньше утомление эмиттора. Это предположение действительно и подтверждает эксперимент. На фиг. 13 приведены кривые утомления эмитторов, содержащих частицы золота в промежуточном слое. По оси ординат здесь отложен фототок, а по оси абсцисс — время утомления эмиттора в часах. Кривая 1 характеризует утомление эмиттора, не содержащего частиц золота в промежуточном слое. Кривые 2, 3 и 4 соответственно определяют

утомление эмитторов, полученных на поверхностях, состоящих из последовательно напыленных катодным распылением слоев серебра и золота; при этом кривые 2, 3 и 4 относятся к катодам, у которых соответственно после каждых 12, 6 и 3 мономолекулярных слоев серебра напыляется 6, 3 и 1,5 мономолекулярных слоев золота. Кривые показывают, что чем лучше смешано золото с серебром, тем меньше утомление эмиттора. Небольшое утомление данных эмитторов обуславливается тем, что введение металла в промежуточный слой полностью не устраняет хорошо изолированных от основания эмиттора эмиссионных центров. Только после разрушения этих центров наступает постоянство фотоэлектронной эмиссии. Приведенные результаты исследования эмитторов с вкрапленными в промежуточный слой частицами золота полностью подтверждают выска-



Фиг. 13. Характеристика утомления кислородно-цезиевых эмитторов, содержащих частицы золота в промежуточном слое.

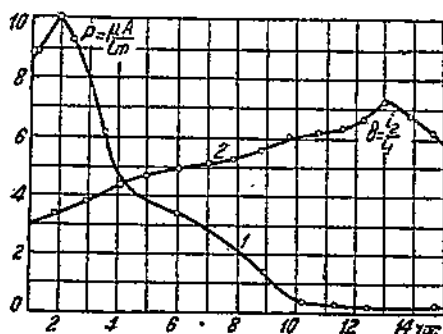


Фиг. 14. Характеристики δ для кислородно-цезиевых эмитторов, имеющих перед обработкой парами цезия различной толщины слой окисла серебра.

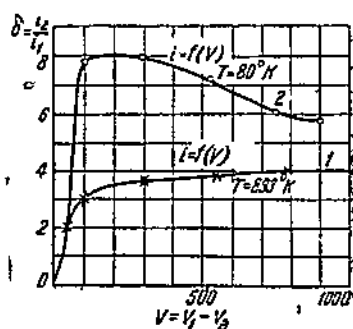
занные предположения о механизме утомления кислородно-цезиевых эмитторов.

Как известно, из всех исследованных в настоящее время сложных эмитторов кислородно-цезиевый эмиттор дает наибольшую вторичную эмиссию электронов [8]. На фиг. 14 приведены кривые, характеризующие вторичную эмиссию с кислородно-цезиевых эмитторов, у которых поверхность серебра перед обработкой парами цезия окислялась до образования на ней слоев окисла различной толщины. Обработка парами цезия всех катодов с различной толщиной окисла серебра производилась одинаково по максимуму термодонного тока. По оси ординат этих кривых отложены значения коэффициента вторичной эмиссии δ , а по оси абсцисс — скорость первичных электронов в вольтах. Число молекулярных слоев N окисла серебра, нанесенное до обработки эмиттора парами цезия, указано на фиг. 14 для каждой кривой. Приведенные кривые показывают, что $\delta = f(v)$ зависит от величины N . Максимальное значение δ получается для $N = 200$ слоев Ag_2O , т. е. приблизительно при той же толщине слоя

Ag_2O , при которой получается и максимальное значение фотоэффекта. Чем толще слой окисла серебра, тем больше должна быть скорость первичных электронов, при которой наступает максимум вторичной эмиссии электронов. На фиг. 15 приведены кривые, характеризующие изменение фототока и вторичной эмиссии электронов во время термической обработки эмиттора, применяемой для удаления с эмиттора лишнего цезия. По оси абсцисс здесь отложено время прогрева эмиттора при температуре 180°C в часах, а по оси ординат — фототок и коэффициент вторичной эмиссии в одинаковых масштабах. Сравнение кривой 1, характеризующей фототок, и кривой 2, характеризующей



Фиг. 15. Кривые, характеризующие изменение δ и A при прогревании кислородно-цезиевого эмиттора.

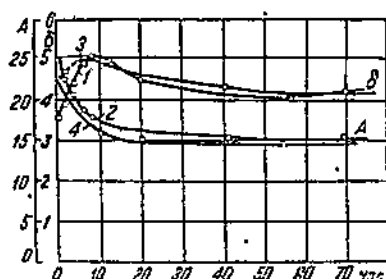


Фиг. 16. Характеристики δ для кислородно-цезиевого эмиттора при комнатной температуре и при температуре жидкого воздуха.

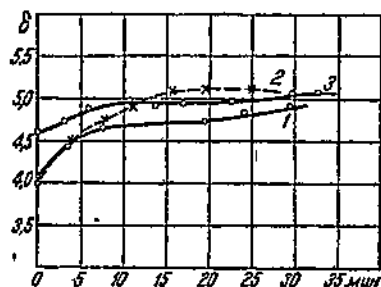
вторичную эмиссию электронов, показывает, что максимум вторичной эмиссии наступает в тот момент, когда интегральная фотоэлектрическая отдача, пройдя через максимум, значительно уменьшилась. На этом основании можно утверждать, что эмиссионные центры фотоэлектронов и вторичных электронов различны. Во всяком случае вторичная эмиссия определяется в основном не как фотоэффект — ионизацией адсорбированных на поверхности эмиттора цезиевых атомов, — а эмиссией электронов из более глубоких его слоев. Убедительным подтверждением этого предположения могут служить приведенные на фиг. 16 характеристики вторичной эмиссии электронов, снятые с кислородно-цезиевого эмиттора при комнатной температуре (кривая 1) и при температуре жидкого воздуха (кривая 2). Здесь по оси абсцисс отложена скорость первичных электронов в вольтах, а по оси ординат — коэффициент вторичной эмиссии. Отсутствие утомления у кислородно-цезиевого эмиттора во время эмиссии вторичных электронов при температуре жидкого воздуха и увеличение при этом коэффициента вторичной эмиссии по сравнению с коэффициентом вторичной эмиссии при комнатной температуре показывает, что вторичные электроны идут не из поверхностной пленки эмиттора, так как в противном случае

должны были бы наблюдаться явления, аналогичные тем, которые обнаруживаются в данных условиях при утомлении под действием света этих эмитторов (см. выше).

К тем же выводам приводят результаты обработки поверхности кислородно-цезиевого эмиттора кислородом, а именно, при окислении поверхности данного эмиттора до такого состояния, при котором фотоэлектрический эффект с этой поверхности для видимого и инфракрасного света практически становится равным нулю, вторичная эмиссия уменьшается только на незначительную величину. В дальнейшем приводятся более подробные данные о свойствах кислородно-цезиевых эмитторов, у которых свободный цезий при помощи обработки этих эмитторов кислородом переведен почти полностью в окисел.



Фиг. 17. Характеристики A и δ при утомлении кислородно-цезиевого эмиттора.



Фиг. 18. Характеристики δ при непрерывном воздействии на кислородно-цезиевый эмиттор электронного луча.

Прежде чем переходить к анализу свойств кислородно-цезиевого эмиттора, не содержащего свободного цезия, рассмотрим поведение этого эмиттора при непрерывном воздействии на него света и электронного луча. При непрерывном освещении кислородно-цезиевого эмиттора, как указывалось выше, его интегральная чувствительность A уменьшается с течением времени. Коэффициент вторичной эмиссии δ , очевидно, при утомлении данного эмиттора тоже должен изменяться, так как при этом изменяется структура эмиттора. На фиг. 17 приведены кривые, характеризующие изменение A и δ при утомлении двух кислородно-цезиевых эмитторов. Кривые 1 и 2 относятся к одному эмиттору, 3 и 4 — к другому. По оси ординат здесь отложены A и δ , а по оси абсцисс — время утомления эмиттора. Кривые показывают, что в начале утомления эмитторов вторичная эмиссия всегда возрастает, затем после утомления у некоторых из них становится меньше, чем до утомления, у других же — больше. Принимая во внимание, что при утомлении фотокатодов происходит перераспределение частиц щелочного металла как на поверхности, так и внутри эмиттора, а кроме того, что максимуму вторичной эмиссии должно соответствовать определенное распределение этих частиц, полученным результатам можно дать следующее объяснение. Увеличение вторичной эмис-

сии при утомлении эмиттора является следствием приближения распределения частиц цезия к распределению, соответствующему максимальной вторичной эмиссии, а уменьшение — удалению от этого распределения.

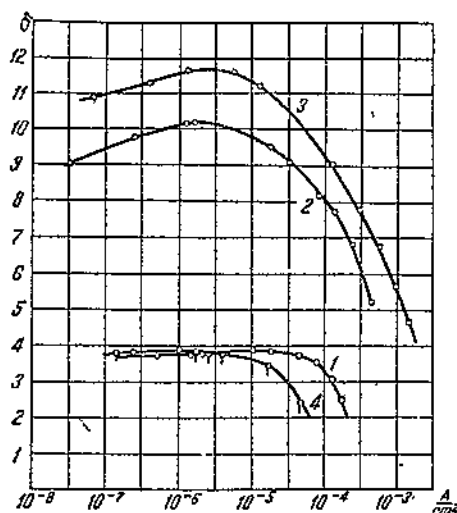
Изменение коэффициента вторичной эмиссии с кислородно-цезиевого эмиттора со временем наблюдается также при длительном непрерывном воздействии на эту поверхность постоянного электронного пучка [9]. На фиг. 18 приведены результаты измерения вторичной эмиссии с трех различных эмитторов. Измерения производились при непрерывном воздействии на эмиттор вторичных электронов первичного электронного пучка плотностью 10^{-8} — 10^{-7} А/см². Кривые показывают, что вторичная эмиссия во всех случаях возрастает с течением времени воздействия первичного пучка электронов. Кислородно-цезиевые эмитторы, с которых производились измерения вторичной эмиссии, перед обработкой их парами цезия имели толщину слоя окисла серебра, равную 170 молекулярным слоям. Скорость первичных электронов v_1 в данном случае была 400 В, а разность потенциалов V_2 между коллектором вторичных электронов и эмиттором 40 В. Изменение плотности первичного электронного луча в пределах 10^{-8} — 10^{-7} А/см² и скорости первичных электронов не влияло на ход кривых, определяющих возрастание вторичной эмиссии с течением времени. При указанных выше плотностях первичного тока температура эмиттора вторичных электронов во время измерений оставалась практически постоянной. Следовательно, наблюдаемое увеличение вторичной эмиссии нельзя было объяснить изменением свойств эмиттора в результате увеличения температуры. Однако изменение вторичной эмиссии при данных условиях, очевидно, должно происходить только вследствие изменения свойств эмиттирующей вторичные электроны поверхности. Принимая во внимание механизм утомления кислородно-цезиевого эмиттора при непрерывном освещении его и зависимость вторичной эмиссии с него от концентрации свободного цезия в нем, изменение δ при непрерывном воздействии первичного пучка электронов на данный эмиттор можно объяснить следующим образом.

Свободные атомы цезия, находящиеся на поверхности и внутри эмиттора, вследствие ионизации их первичными электронами становятся положительными ионами, которые вытягиваются полем внутрь эмиттора, в результате чего происходит перераспределение свободного цезия на эмитторе. Это перераспределение цезия вызывает рассматриваемое изменение вторичной эмиссии электронов. Уменьшение в некоторых пределах количества свободного цезия, особенно на поверхности эмиттора, как было показано выше, вызывает увеличение вторичной эмиссии электронов. Ясно, что с течением времени коэффициент вторичной эмиссии δ достигает максимума и затем при дальнейшем уменьшении количества свободного цезия в поверхностных слоях эмиттора и, следовательно, при увеличении их сопротивления начинает уменьшаться до тех пор, пока не наступит равновесие

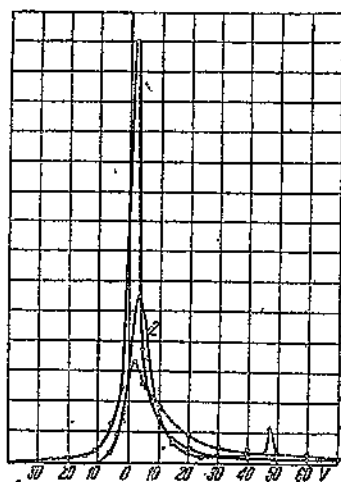
между числом положительных ионов цезия, возникающих в единицу времени, и числом ионов, исчезающих ввиду рекомбинации их электронами. Это предположение о причинах, приводящих к возрастанию вторичной эмиссии, подтверждается происходящим в данных условиях изменением цвета кислородно-цезиевого эмиттора, что безусловно связано с перераспределением свободного цезия в нем. Изменение количества свободного цезия на данном эмитторе возможно также вследствие восстановления окисла цезия под действием электронной бомбардировки. Однако если бы выделяющийся при разложении окисла цезия кислород уходил с эмиттора, то количество свободного цезия на нем все время увеличивалось бы и, следовательно, коэффициент вторичной эмиссии не мог бы достигнуть стабильной величины, что противоречит результатам измерений, приведенным на фиг. 18. Если же выделяющийся при разложении окисла цезия кислород вступает в соединение с соседними свободными атомами цезия, находящимися на эмитторе, то в среднем распределение свободного цезия в нем не должно меняться, а поэтому не должен меняться и коэффициент вторичной эмиссии δ , что опять противоречит полученным выше результатам. Таким образом можно считать, что разложение окисла цезия под действием электронной бомбардировки кислородно-цезиевого эмиттора мало вероятно и происходящее при этом изменение вторичной эмиссии является следствием путешествия ионов цезия.

О возможности возникновения зарядов в кислородно-цезиевом эмитторе и, следовательно, положительных ионов цезия свидетельствует наблюдаемая в данных условиях флюоресценция катода, происходящая, по всей вероятности, частично ввиду рекомбинации этих зарядов. На фиг. 19 приведены результаты измерений вторичной эмиссии при различных плотностях первичного тока, определенные при отводящей вторичные электроны разности потенциалов V_2 , соответствующей максимальному значению вторичной эмиссии для данной плотности тока; при этом разность потенциалов V_1 , ускоряющая первичные электроны, оставалась постоянной. Кривые 1 и 4 сняты при $V_1 = 100$ В, кривая 3 — при $V_1 = 400$ В и кривая 2 — при $V_1 = 750$ В. Кривая 1 определялась в начале измерений, а кривая 4 — после всех измерений. Определение точек кривых начиналось с больших плотностей тока. Приведенные кривые показывают, что коэффициент вторичной эмиссии зависит от плотности первичного тока. Из сравнения кривых 1 и 4 вытекает, что воздействие на поверхность эмиттора электронного пучка большой плотности приводит к изменению коэффициента вторичной эмиссии δ . В данном случае, при $V_1 = 100$ В, наблюдается уменьшение δ для больших плотностей первичного тока. При определении предельной мощности первичного электронного пучка, которую способны рассеивать кислородно-цезиевые поверхности, было установлено, что разрушение этих поверхностей происходит только вследствие нагревания их за счет энергии первичного пучка электронов. Таким образом при плотностях тока, не превышаю-

щих $5-10^{-4}$ А/см², кислородно-цезиевые эмитторы в наших опытах не разрушались, если температура их при этом не повышалась выше 100°С, т. е. выше предельной температуры, при которой с течением времени наступает заметное изменение свойств кислородно-цезиевой поверхности. Уменьшение вторичной эмиссии, характеризуемое кривыми на фиг. 19, при плотностях тока, больших 10^{-5} А/см², происходит, по всей вероятности, вследствие малой скорости рекомбинации центров эмиссии вторичных электронов.



Фиг. 19. Характеристики δ для кислородно-цезиевого эмиттора при различных плотностях первичного тока.



Фиг. 20. Распределение вторичных электронов у кислородно-цезиевого эмиттора по энергиям.

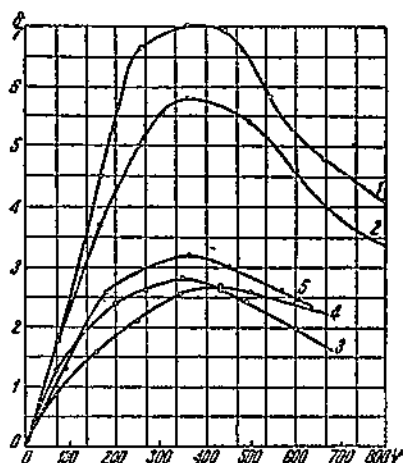
Исследования распределения вторичных электронов, излучаемых кислородно-цезиевым эмиттором, по энергиям привели к результатам, представленным на фиг. 20, где по оси абсцисс отложена энергия вторичных электронов в вольтах, а по оси ординат количество электронов [10]. Кривая 1, характеризующая распределение вторичных электронов по энергиям для кислородно-цезиевого эмиттора, определена при скорости первичных электронов 300 В, а кривая 2 — при скорости первичных электронов 50 В. Для сравнения данного распределения по энергиям вторичных электронов с распределением по энергиям этих электронов, излучаемых с чистых металлов, на фиг. 4 приведена кривая 3, определенная с зеркальной поверхности серебра при скорости первичных электронов $v_1 = 500$ В. Из рассмотрения кривых 1 и 2 вытекает, что в случае вторичной эмиссии из кислородно-цезиевого эмиттора кроме группы вторичных электронов, обладающих положительными энергиями и способных преодолеть задерживающее поле, существует также группа

электронов, для выхода которых из эмиттора требуется наличие ускоряющего поля. Эти электроны можно назвать электронами с «недостаточной» энергией. Последняя группа электронов достаточно многочисленна. Количество электронов в этой группе зависит от скорости первичных электронов; с увеличением этой скорости оно увеличивается. Сравнивая кривые 1 и 2, можно видеть, что возрастание вторичной эмиссии при увеличении скорости первичных электронов происходит в основном за счет возрастания числа электронов с «недостаточной» энергией а также электронов с нулевой и близкими к ней энергиями. Увеличение количества медленных электронов при повышении скорости первичного пучка вызывает сдвиг максимума на кривой распределения вторичных электронов по энергиям в сторону меньших энергий. Этот сдвиг оказывается различным для разных эмитторов данного вида, но он всегда существует.

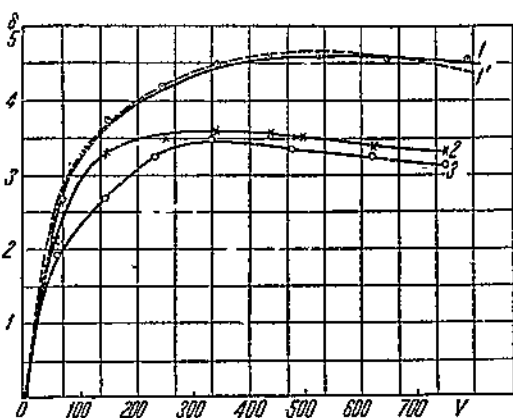
Для выяснения влияния каждого из составляющих кислородно-цезиевый эмиттор элементов на коэффициент вторичной эмиссии были произведены измерения вторичной эмиссии при различных соотношениях между этими элементами. Обработывая кислородно-цезиевый эмиттор кислородом, можно содержащийся в нем свободный цезий перевести в окисел и, следовательно, получить эмиттор, состоящий только из окисла цезия, перемешанного с частицами серебра. На фиг. 21 приведены кривые, характеризующие изменение вторичной эмиссии с кислородно-цезиевого эмиттора при обработке его кислородом. Здесь по оси ординат отложены коэффициенты вторичной эмиссии δ , а по оси абсцисс — скорость первичных электронов в вольтах. Кривая 1 определяет δ_1 с неокисленного кислородно-цезиевого эмиттора, изготовленного на серебряном основании, кривая 2 — δ_2 после окисления этого эмиттора до полной потери им интегральной фоточувствительности, кривая 3 — δ_3 после окисления данного эмиттора разрядом в кислороде, кривые 4 и 5 — δ_4 и δ_5 после прогревания его соответственно при температурах 200 и 400° С.

На фиг. 22 приведены в тех же координатах, что и на фиг. 21, результаты измерений вторичной эмиссии с кислородно-цезиевого эмиттора, у которого основанием служила никелевая пластинка, покрытая смесью золота с серебром, при этом количество серебра составляло 0,25 от количества золота. Здесь кривая 1 дает величину δ_1 с необработанной кислородом поверхности эмиттора, кривая 1' — δ'_1 после обработки его кислородом до наступления максимума фототока, кривая 2 — δ_2 после обработки его кислородом до полного исчезновения интегральной чувствительности, а кривая 3 — δ_3 после обработки данного эмиттора разрядом в кислороде. Следует отметить, что приводящее к полной потере интегральной чувствительности окисление поверхности эмиттора, происходящее при впуске в баллон фотоэлемента кислорода, и окисление его разрядом в кислороде производилось последовательно друг за другом. Из сравнения кривых 1 и 2, приведенных на фиг. 21 и 22, следует, что

уничтожение свободного цезия на поверхности эмиттора приводит к уменьшению $\Delta\delta_{12} = \delta_1 - \delta_2$ — коэффициента вторичной эмиссии. Это уменьшение $\Delta\delta_{12}$ оказывается различным для различных скоростей первичных электронов v_1 . С увеличением v $\Delta\delta_{12}$ увеличивается, достигает максимума приблизительно при v_1 , соответствующей максимуму вторичной эмиссии, а затем, чаще всего с увеличением v , уменьшается. Величина δ_2 , характеризующая вторичную эмиссию с кислородно-цезиевого эмиттора, не имеющего на поверхности свободного цезия, значительно



Фиг. 21. Характеристики δ для кислородно-цезиевого эмиттора, обработанного кислородом.



Фиг. 22. Характеристики δ для кислородно-цезиевого эмиттора, содержащего в промежуточном слое частицы золота.

больше величины δ для металлов и полупроводников. При окислении данного эмиттора разрядом в кислороде можно считать, что весь свободный цезий, находящийся в нем, полностью переходит в окисел и, следовательно, кривые 3 на фиг. 21 и 22 относятся соответственно к эмитторам, состоящим из окисла цезия, смешанного с частицами серебра или с частицами серебра и золота. Кривые 4 и 5, снятые после прогревания окисленного разрядом в кислороде кислородно-цезиевого эмиттора, подтверждают высказанное предположение. Действительно, значения δ_3 , δ_4 и δ_5 мало отличаются друг от друга и, следовательно, при прогревании не происходит диффузии свободного цезия на поверхность эмиттора, что обычно имеет место, если внутри эмиттора содержится свободный цезий. Небольшое увеличение вторичной эмиссии, происходящее после прогревания эмиттора, можно объяснить восстановлением окиси серебра в нем, т. е. увеличением числа частиц серебра в окиси цезия. Окисление поверхности эмиттора, содержащего частицы золота (фиг. 22), приводит к меньшему изменению вторичной эмиссии по сравнению с уменьшением ее в данном случае у эмиттора, изгото-

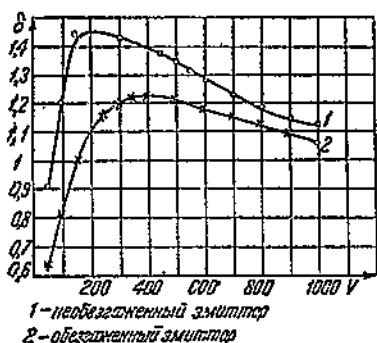
введенного на серебряном основании (фиг. 21). В эмитторе с золотыми частицами металлических частиц в окисле цезия больше, чем в эмитторе, не имеющем частиц золота. Кроме того, при окислении эмиттора золота в нем не окисляется и, следовательно, после окисления у этого эмиттора в окисле цезия остается больше металлических частиц по сравнению с окисленным обычным кислородно-цезиевым эмиттором. Таким образом результаты данных исследований показывают, что коэффициент вторичной эмиссии зависит от концентрации металлических частиц в окисле цезия. Однако, несмотря на то, что в эмитторе, содержащем золото, металлических частиц в окисле цезия после окисления остается много, все же вторичная эмиссия при этом уменьшается. Особенно значительно уменьшение $\Delta\delta_{12}$ после разряда в кислороде, когда можно считать, что весь свободный цезий в эмитторе переходит в окисел.

На основании этих исследований можно утверждать, что если цезий, находящийся в поверхностной пленке эмиттора, не оказывает существенного влияния на коэффициент вторичной эмиссии, то от количества цезия, расположенного в промежуточном слое эмиттора, величина коэффициента вторичной эмиссии зависит в значительной степени. При замене цезия в промежуточном слое частицами золота мы во всех случаях получали значение δ меньшее по сравнению с значениями δ для обычного кислородно-цезиевого эмиттора. Таким образом присутствие частиц свободного цезия в промежуточном слое кислородно-цезиевого эмиттора является одним из факторов, определяющих большое значение δ для этого эмиттора. Как известно [11], коэффициент δ вторичной эмиссии с цезия и с серебра, входящих в состав кислородно-цезиевого эмиттора, не превышает 1,5, коэффициент же вторичной эмиссии с кислородно-цезиевого эмиттора достигает 11 (см. выше).

На этом основании можно было бы предположить, что большая вторичная эмиссия с кислородно-цезиевого эмиттора обуславливается вторичной эмиссией из окисла цезия, являющегося диэлектриком. При исследовании Вудынским [12] вторичной эмиссии с диэлектриков (стекла, NaCl, KJ, KCl, KBr) значения δ для них получились по порядку величины приближающимися к сложным эмитторам. Таким образом можно было бы считать, что большая вторичная эмиссия с кислородно-цезиевого эмиттора обуславливается окислом цезия, а распределенные в нем частицы свободного цезия и серебра служат для увеличения его электропроводности и, следовательно, способствуют только полному окислу цезия электронами при излучении им вторичных электронов.

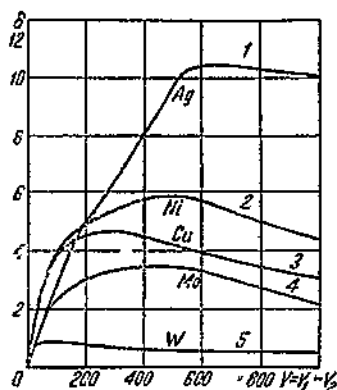
Приведенные выше исследования вторичной эмиссии с кислородно-цезиевого эмиттора, содержащего в промежуточном слое частицы золота, говорят тоже в пользу этого предположения. Действительно, уничтожение свободного цезия в этом эмитторе при помощи окисления его хотя и уменьшает значение δ , но оно все же остается значительно большим по сравнению с зна-

чением δ для металлов. Большие значения δ у диэлектриков по мнению Маргулиса, Вудынского и др. обуславливаются отсутствием электронов проводимости в них, вследствие чего длина свободного пробега в них для вторичных электронов, обладающих малыми скоростями, значительно больше по сравнению

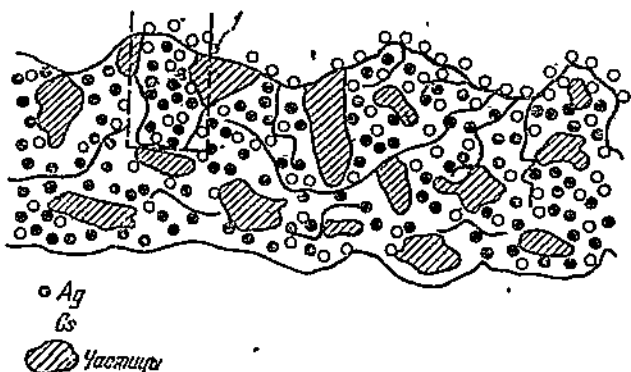


Фиг. 23. Характеристики коэффициента вторичной эмиссии δ для записи меди:

1 — необезгаженный эмиттор; 2 — обезгаженный эмиттор.



Фиг. 25. Характеристика δ для кислородно-цезиевых эмитторов, изготовленных на различных основаниях.



Фиг. 24. Схематический вид промежуточного слоя кислородно-цезиевого эмиттора.

с длиной пробега электронов в металлах, где вторичные электроны взаимодействуют с электронами проводимости. Следуя этому предположению, можно было бы ожидать, что вещества, имеющие малое число электронов проводимости, т. е. полупроводники, например, закись меди, должны давать значения δ большие, чем у металлов. На фиг. 23 приведены кривые, характеризующие значения δ при различных скоростях пер-

вичных электронов для закиси меди¹. Отсюда непосредственно видно, что δ для закиси меди не больше, чем для металлов, и, следовательно, δ не может определяться только количеством электронов проводимости в веществе.

Таким образом большое значение δ для сложных эмитторов определяется не отдельными элементами, составляющими данные эмитторы, а совокупностью этих элементов, в основном, как указывалось выше, вторичные электроны выходят из промежуточного слоя сложного эмиттора. Этот промежуточный слой в отличие от металлов, чистых полупроводников (как, например, закись меди) и диэлектриков не имеет правильной кристаллической структуры и, следовательно, правильного периодического электрического поля. Промежуточный слой у кислородно-цезиевого эмиттора, как схематически показано на фиг. 24, представляет собой среду, состоящую из окисла цезия, перемешанного с атомами цезия и серебра. В этой среде размещаются коллоидные частицы цезия, серебра и, возможно, сплавы цезия с серебром. На границе коллоидных частиц и в других частях промежуточного слоя имеются микроскопические трещины. Эти трещины могут оказывать заметное влияние на движение особенно медленных вторичных электронов и, следовательно, их необходимо принимать во внимание при определении длины пробега вторичных электронов.

На фиг. 25 приведены кривые, характеризующие вторичную эмиссию электронов с кислородно-цезиевых эмитторов, изготовленных на серебряном 1, никелевом 2, медном 3, молибденовом 4 и вольфрамовом 5 основаниях. Здесь по оси абсцисс отложена скорость первичных электронов в вольтах, а по оси ординат — значения δ . Из рассмотрения этих кривых вытекает, что замена металла основания катода и, следовательно, замена в промежуточном слое частиц серебра частицами другого металла, приводит к изменению δ . Правда, в данном случае возможно, что кислородно-цезиевые эмитторы, изготовленные на различных основаниях, отличаются также и структурой промежуточного слоя, и таким образом, разница в значениях δ определяется не одной только заменой частиц серебра частицами других металлов. При окислении кислородно-цезиевые эмитторы, изготовленные, как указывалось выше, с различным количеством частиц золота, давали всегда значения δ меньшие, чем у обычных кислородно-цезиевых эмитторов. Это опять показывает, что замена частиц цезия частицами золота приводит к неодинаковым значениям δ . Однако в настоящее время нельзя утверждать, что замена частиц цезия в окисле цезия другими частицами не дает возможности получить эмитторы с коэффициентом δ , равным, а может быть и большим δ_1 , соответствующего обычному кислородно-цезиевому эмиттору, так как при этой замене может получиться такая структура промежуточного слоя, которая позволит получить большую вторичную эмиссию по сравнению

¹ Кривая взята из диссертационной работы т. Фримера.

с вторичной эмиссией, даваемой обычным кислородно-цезиевым эмиттором. Мы можем сказать только, что все проделанные нами до сих пор эксперименты по замене в промежуточном слое частиц цезия частицами других металлов давали значения δ , особенно в максимуме вторичной эмиссии электронов, меньшие, чем у обычных кислородно-цезиевых эмитторов.

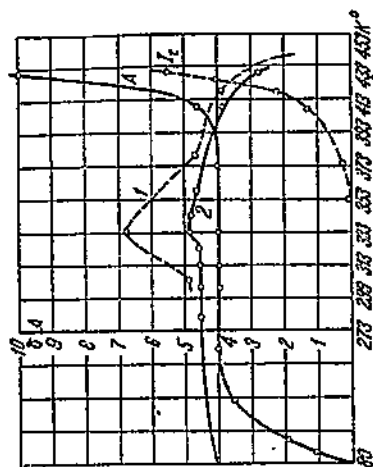
По нашему мнению, как подробно разбирается ниже¹, в эмиссии с них вторичных электронов существенную роль играют положительные заряды, образующиеся вследствие излучения вторичных электронов частицами данного эмиттора, хорошо изолированными от его основания. Существование этих зарядов подтверждают указанные выше путешествия частиц цезия в эмитторе и его флюоресценция, возникающие при бомбардировке этого эмиттора первичными электронами. Присутствие положительных зарядов, особенно на поверхности эмиттора, вследствие эффекта Мальтера, может вызвать эмиссию электронов с данного эмиттора [14]. Известно, что эффект Мальтера сопровождается большой инерцией, т. е. при прекращении первичного пучка электронов излучение вторичных электронов не прекращается, а продолжается довольно длительное время. В случае же кислородно-цезиевых эмитторов инерции в излучении вторичных электронов не наблюдается (до времени 10^{-9} сек.), и на этом основании можно было бы предполагать, что эффект Мальтера у них отсутствует. Однако вырывание положительными зарядами электронов из данного эмиттора может происходить по нашему мнению и без заметной в измерениях инерции, если допустить, что время рекомбинации этих зарядов очень невелико (меньше 10^{-9} сек.), но значительно больше времени излучения электронов под действием этих зарядов. Данное предположение вполне возможно, так как движение электронов, участвующих в эмиссии, вызываемой положительными зарядами, через слой порядка 10^{-6} см ничтожно мало (во всяком случае оно меньше 10^{-10} сек.).

ВТОРИЧНАЯ ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ РУБИДИЕВЫХ И КАЛИЕВЫХ СЛОЖНЫХ ЭМИТТОРОВ [17]

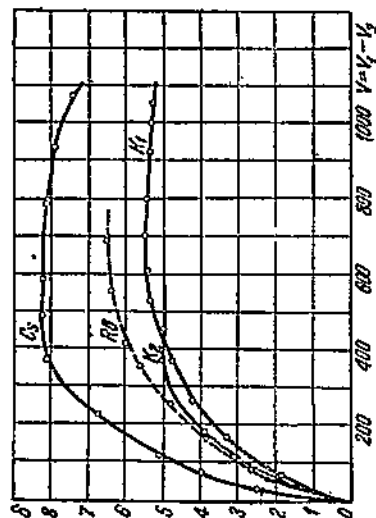
Из результатов исследования кислородно-цезиевых эмитторов непосредственно вытекает, что работа выхода и ионизационный потенциал сорбированных на эмитторе атомов щелочного металла не играют существенной роли в процессе излучения вторичных электронов. На этом основании было интересно исследовать вторичную эмиссию электронов с кислородно-рубидиевых и кислородно-калиевых эмитторов, имеющих структуру, сходную с кислородно-цезиевыми эмитторами. Изготовление кислородно-рубидиевых и кислородно-калиевых эмитторов отличалось от изготовления кислородно-цезиевых эмитторов только температурой, при которой производилась обработка поверхности оксида серебра парами щелочного металла. Толщина слоя оксида се-

¹ См. отдел «О механизме вторичной эмиссии электронов со сложных поверхностей».

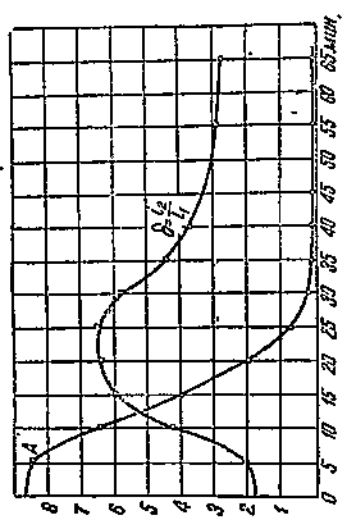
ребра в данном случае была равна приблизительно 200 молекулярным слоям Ag_2O . Температура, при которой производилась обработка окисла серебра парами калия, была $235-240^\circ\text{C}$. На фиг. 26 и 27 приведены коэффициент δ и величина интегральной



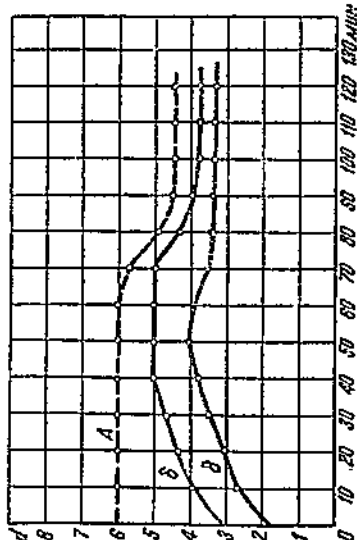
фиг. 28. Зависимость δ , A и I_2 от температуры кислородно-калиевого эмиттора.



фиг. 29. Характеристики δ для кислородно-рубидиевого и кислородно-калиевого эмитторов.



фиг. 26. Кривые, характеризующие изменение δ и A при прогревании кислородно-рубидиевого эмиттора.



фиг. 27. Кривые, характеризующие изменение δ и A при прогревании кислородно-калиевого эмиттора.

фотоэлектрической отдачи A в микроамперах на люмен для кислородно-рубидиевого (фиг. 26) и кислородно-калиевого эмитторов (фиг. 27), измеренные во время прогревания первого эмиттора при 140°C и второго — при 155°C . Скорость первичных электронов при измерении вторичной эмиссии в обоих случаях

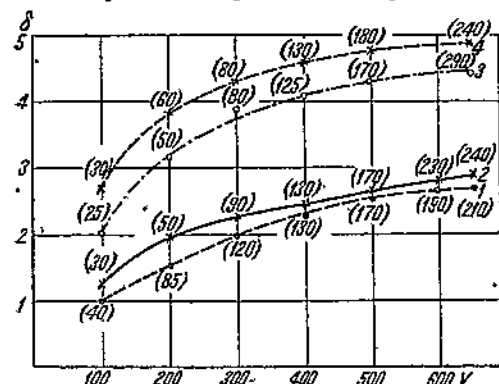
была 400 V. По оси ординат отложены δ и A в одинаковых масштабах. В данном случае получаются те же результаты, что и для кислородно-цезиевых эмитторов (ср. с фиг. 15), а именно, максимумы δ и A получаются при различных условиях на поверхности данных эмитторов. На фиг. 28 дается зависимость от температуры кислородно-калиевого эмиттора величин δ , A и термоионного тока I_t . По оси ординат отложены δ , A и I_t в одинаковом масштабе, а по оси абсцисс — температура в абсолютных градусах. Кривая 1, характеризующая δ , снята при повышении температуры, а кривая 2 — при понижении ее. На фиг. 29 приведена зависимость δ от скорости первичных электронов для кислородно-цезиевого эмиттора (Cs), кислородно-рубидиевого эмиттора (Rb) и кислородно-калиевого эмиттора (K_1 и K_2). Кривые сняты при отводящих вторичные электроны разностях потенциалов, которые соответствовали максимуму вторичной эмиссии электронов. Максимум вторичной эмиссии для кислородно-рубидиевых и кислородно-калиевых эмитторов наступает при большей скорости первичных электронов по сравнению со скоростью первичных электронов, необходимой для получения максимума вторичной эмиссии у кислородно-цезиевых эмитторов. Далее, величина δ в максимуме вторичной эмиссии у кислородно-рубидиевых и кислородно-калиевых эмитторов меньше, чем у кислородно-цезиевых. Эти результаты наводят на мысль, что меньший ионизационный потенциал и меньшая работа выхода у цезия, чем у рубидия и калия, и определяют в основном большую вторичную эмиссию у кислородно-цезиевого эмиттора по сравнению с вторичной эмиссией у кислородно-рубидиевого и кислородно-калиевого эмитторов. Таким образом сложные эмитторы, построенные с другими металлами, обладающими еще большим ионизационным потенциалом и большей работой выхода по сравнению с щелочными металлами, например, барий и магний, должны иметь значение δ , меньшее, чем у калия. Однако приведенные ниже экспериментальные исследования сложных бариевых и магниевых эмитторов не подтверждают данной зависимости δ от работы выхода и ионизационного потенциала металла, входящего в состав сложного эмиттора. Это обстоятельство лишний раз показывает, что вторичная эмиссия в значительной степени зависит от структуры сложного эмиттора. Можно надеяться, что, изменяя соответствующим образом структуру кислородно-рубидиевых и кислородно-калиевых эмитторов, можно получить для них значения δ , большие найденных в наших исследованиях.

КИСЛОРОДНО-БАРИЕВЫЕ И КИСЛОРОДНО-МАГНИЕВЫЕ ЭМИТТОРЫ

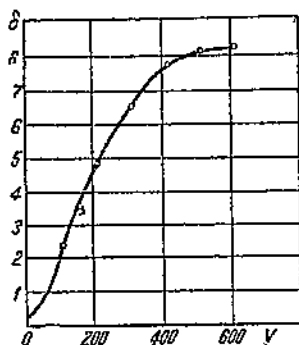
Сложные эмитторы, содержащие щелочные металлы, обычно разрушаются при нагревании их выше 100°C , в частности кислородно-цезиевые эмитторы начинают изменять свои свойства при температуре 60°C . Эти свойства эмитторов вторичных электронов с щелочными металлами не позволяют применять их в электронных усилителях (см. ниже) с большой выходной мощ-

ностью. Для этой цели были построены на основании изложенных выше представлений о механизме вторичной эмиссии электронов сложные бариевые и магниевые эмитторы. Кислородно-бариевые эмитторы изготовлялись методом, аналогичным методу изготовления кислородно-цезиевого эмиттора. В данном случае основанием катода служит никель или медь, которой посредством электролиза покрывалась никелевая пластинка. Поверхность никеля или меди окислялась в атмосфере кислорода и затем обрабатывалась парами бария. На окисле никеля не получались сложные бариевые эмитторы, по всей вероятности, вследствие плохого восстановления окисла никеля барием.

На фиг. 30 приведены кривые, характеризующие вторичную



Фиг. 30. Характеристики δ для кислородно-бариевой поверхности.

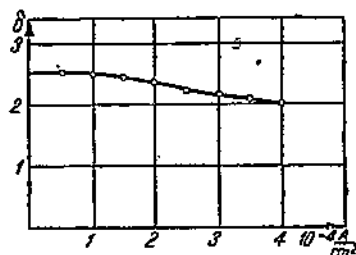


Фиг. 31. Характеристики δ для кислородно-магниевого поверхности.

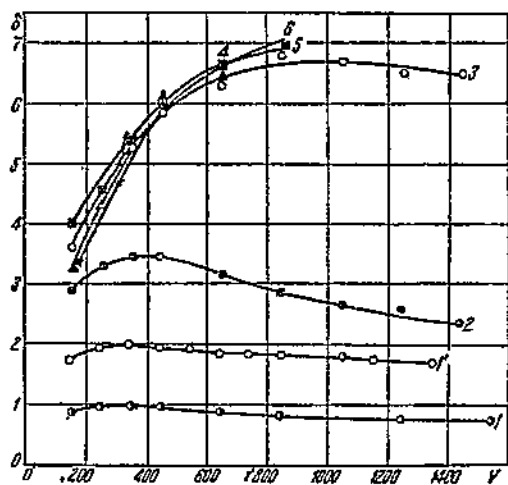
эмиссию электронов с кислородно-бариевой поверхности для различных стадий обработки окисленной парами бария медной поверхности. По оси абсцисс здесь отложена скорость первичных электронов в вольтах, а по оси ординат — коэффициент вторичной эмиссии. Кривая 1 была определена сразу после обработки окиси меди парами бария. Кривые 2, 3 и 4 сняты после прогрева данного эмиттора при температуре 600—700° С соответственно в течение 5, 60 и 90 мин. Увеличение вторичной эмиссии, происходящее при прогревании данного эмиттора, возникает вследствие удаления при этом лишнего бария с поверхности окиси бария, а также вследствие перераспределения частиц бария в его окисле. Кислородно-магниевые эмитторы, обладающие большим значением δ , получают при обычном окислении поверхности магния и изготовляются следующим образом. На посеребренную поверхность никеля испарением магния в вакууме наносится тонкая пленка магния. Поверхность магния окисляется прогреванием эмиттора в печи высокой частоты в атмосфере кислорода при давлении его в 0,1 mm Hg. Покрытый пленкой магния эмиттор во время окисления нагревается приблизительно до температуры 500—600° С и выдерживается при этой температуре в течение 2—3 мин. После окисления поверхности магния

эмиттор прогревается в печи высокой частоты в вакууме в течение нескольких минут при температуре $600-700^{\circ}\text{C}$. Полученные кислородно-магнелиевые эмитторы имеют вторичную эмиссию, характеризующую кривой, приведенной на фиг. 31; величина вторичной эмиссии у кислородно-магнелиевых эмитторов того же порядка, что и у кислородно-цезиевых эмитторов. Зависимость вторичной эмиссии от скорости первичных электронов, характеризующая кривой на фиг. 31, определялась при малой плотности первичного тока. Для выяснения зависимости δ у кислородно-магнелиевых эмитторов от плотности первичного тока было определено значение δ при различных плотностях первичного тока.

На фиг. 32 приведена кривая, характеризующая вторичную эмиссию с кислородно-магнелиевого эмиттора при различной плотности первичного тока. Данная кривая оп-



Фиг. 32. Зависимость δ от плотности первичного тока для кислородно-магнелиевого эмиттора.

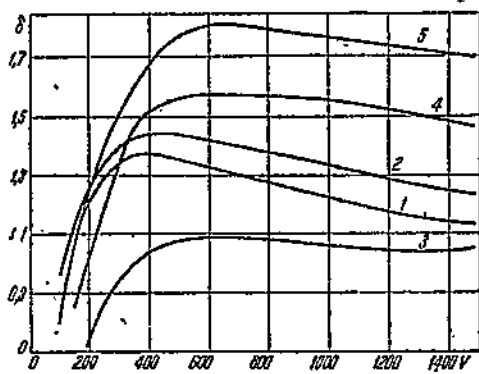


Фиг. 33. Характеристики δ для кислородно-магнелиевой поверхности в различных стадиях обработки ее кислородом.

ределена при скорости первичных электронов $v_1 = 240\text{ V}$ и при собирающей вторичные электроны разности потенциалов между эмиттором и анодом $v_2 = 160\text{ V}$. Кривая показывает, что вторичная эмиссия с кислородно-магнелиевой поверхности с увеличением плотности тока уменьшается незначительно.

На фиг. 33 приведены кривые, характеризующие изменение вторичной эмиссии с магния при обработке его поверхности кислородом. Кривая 1 снята с толстого слоя магния, напыленного на никелевую пластинку, покрытую электролитическим серебром. Кривая 1' снята после окисления магния в атмосфере кислорода в течение 2 час. Кривая 2 определяет значения δ после обработки этого слоя магния разрядом в кислороде. Кривая 3 получена после прогрева при температуре 600°C с данного слоя магния в атмосфере кислорода при давлении его в $0,1\text{ mm Hg}$. Кривые 5 и 6 сняты после длительного прогрева соответственно при температурах 600 и 800°C окисленного слоя магния в вакууме. Из этих опытов следует, что большая

вторичная эмиссия получается только при нагревании до высокой температуры слоя магния в кислороде, когда может происходить перемешивание магния с его окислом. Значение δ для кислородно-магниевого покрытия достигает той же величины, которая получается для кислородно-цезиевых эмитторов. Этот результат, имеющий большое практическое значение, с полной ясностью подтверждает тот факт, что величина δ не может определяться только работой выхода и ионизационным потенциалом чистых металлов, входящих в промежуточный слой сложного эмиттора. На этом основании интересно было выяснить, какая величина вторичной эмиссии получится при распределении частиц серебра или никеля в их окислах. Для этой цели, одновременным испарением серебра никеля на поверхность никелевой пластинки, была составлена смесь никеля с серебром. Использование этих металлов удобно тем, что в зависимости от условий окисления на одном и том же электроде можно получать или частицы никеля, распределенные внутри окисла серебра, или, наоборот, частицы серебра внутри окисла никеля, а именно: при разряде в кислороде окисляется серебро, никель же остается неокисленным; при нагревании же данной смеси в атмосфере кислорода и затем в вакууме окисел никеля остается, окись же серебра восстанавливается. На фиг. 34 приведены результаты измерения δ для смеси никеля с серебром, обработанной кислородом.



Фиг. 34. Характеристики δ для смеси серебра с никелем, обработанной кислородом.

В кислороде окисляется серебро, никель же остается неокисленным; при нагревании же данной смеси в атмосфере кислорода и затем в вакууме окисел никеля остается, окись же серебра восстанавливается. На фиг. 34 приведены результаты измерения δ для смеси никеля с серебром, обработанной кислородом. Кривая 1 снята с чистого никеля, 2 — со смеси никеля с серебром, 3 — с данной смеси, окисленной разрядом в кислороде, 4 — после прогревания печью высокой частоты в кислороде и 5 — после тщательного обезгаживания смеси прогреванием в печи высокой частоты. Величина δ в том случае, когда частицы серебра распределены внутри окиси никеля, получается больше, чем у металлов, и меньше, чем у металлов, когда частицы никеля распределены в окисле серебра. Полученные результаты дают возможность высказать предположение, что свойства окисла играют более существенную роль во вторичной эмиссии электронов по сравнению с природой частиц металлов, входящих в промежуточный слой эмиттора.

Во всех сложных эмитторах, рассмотренных выше, промежуточный слой состоял из соединений металлов с кислородом; в дальнейшем описываются сложные эмитторы, в состав промежуточных слоев которых входят другие соединения металлов.

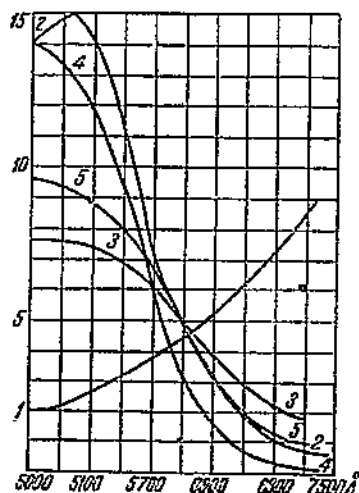
Серно-цезиевые и селено-цезиевые эмитторы, полученные обработкой парами цезия поверхности сернистого и селенистого серебра, заметно отличаются по своим фотоэлектрическим свойствам от кислородно-цезиевых эмитторов. Интегральная чувствительность этих эмитторов меньше, чем кислородно-цезиевых. Она зависит от толщины слоя сернистого и селенистого серебра. Зависимость между средней толщиной слоя, измеряемого числом молекулярных слоев Ag_2S , и чувствительностью катода приведена в табл. 2.

Таблица 2

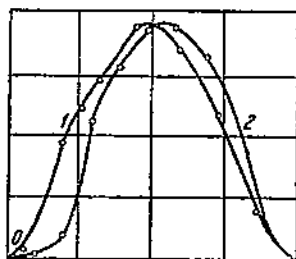
Число молекулярных слоев	10	30	38	40	46	100
Чувствительность в 10^{-6} А/лм	1,5	10	22	15	5	1,5

Как видно из табл. 2, максимум чувствительности получается при средней толщине слоя сернистого серебра в 38 молекулярных слоев Ag_2S . Небольшое отклонение от этой толщины вызывает значительное уменьшение чувствительности данного эмиттора. Спектральные характеристики серно-цезиевых (кривые 6 и 7) и селено-цезиевых (кривые 4 и 5) приведены на фиг. 35. На этой же фигуре для сравнения приведена часть спектральной характеристики 1 кислородно-цезиевого катода, имеющего интегральную чувствительность $62 \text{ } \mu\text{A/lm}$. По оси абсцисс здесь отложена длина волны в $\text{\AA}$, а по оси ординат — фототок на единицу падающей световой энергии. Все кривые сняты при одной и той же интенсивности света, выходящего из монохроматора, поэтому по величине их ординат можно сравнивать чувствительность данных эмитторов к различным длинам волн света. Из приведенных спектральных характеристик и величин чувствительностей (см. табл. 2) вытекает, что серно-цезиевые и селено-цезиевые эмитторы, обладая меньшей интегральной чувствительностью к свету электрической лампочки с температурой нити 2800°K , значительно превосходят по чувствительности к видимому участку спектра самые лучшие кислородно-цезиевые эмитторы. Далее, у розовых эмитторов, соответствующих максимальной интегральной чувствительности серно-цезиевых и селено-цезиевых эмитторов, селективный максимум выражен резче, чем у синих, получающихся обычно при толщинах слоя Ag_2S больше 40 молекулярных слоев. На фиг. 36 приведены кривые распределения фотоэлектронов по энергиям для серно-цезиевого эмиттора. Кривая 1, определена при $\lambda = 4358 \text{ \AA}$, а кривая 2 — при $\lambda = 5460,7 \text{ \AA}$. Характеристика фотоэлектрических свойств серно-цезиевых и селено-цезиевых эмитторов показывает, что адсорбированные атомы цезия, являющиеся эмиссионными центрами для фотоэлектронов, нахо-

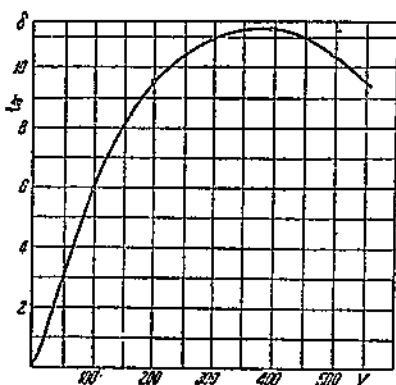
дятся здесь в иных условиях по сравнению с атомами цезия в кислородно-цезиевых эмитторах. На фиг. 37¹ приведены характеристики δ для серно-цезиевого эмиттора. Величина δ в данном случае даже несколько больше, чем значение δ для кислородно-цезиевого эмиттора. На фиг. 38¹ приведена зависимость максимального значения δ от толщины слоя сернистого серебра, которую имел серно-цезиевый эмиттор перед обработкой его парами



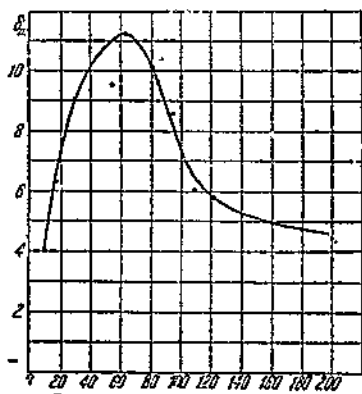
Фиг. 35. Спектральные характеристики серно-цезиевых и селено-цезиевых эмитторов.



Фиг. 36. Распределение фотоэлектронов по энергиям у серно-цезиевого эмиттора.



Фиг. 37. Характеристики δ для серно-цезиевого эмиттора.



Фиг. 38. Максимальное значение δ для серно-цезиевых эмитторов, имеющих различные толщины слоев Ag_2S перед обработкой их парами цезия.

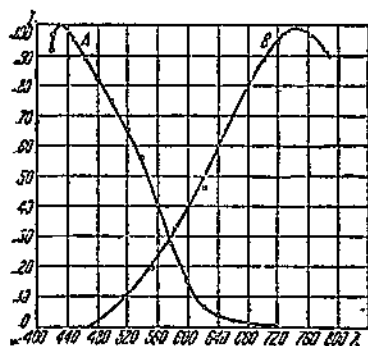
цезия. По оси абсцисс отложены числа молекулярных слоев Ag_2S . Результаты приведенных исследований серно-цезиевых

¹ Кривые взяты из дипломной работы К. А. Юматова.

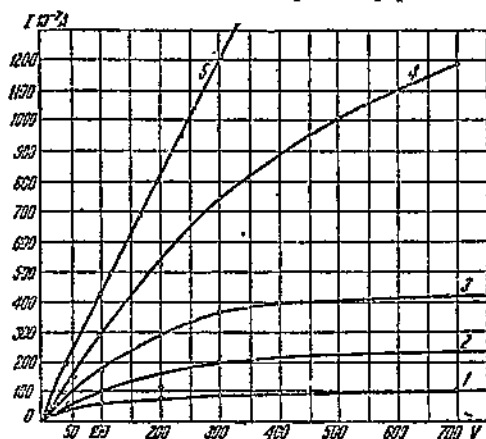
эммиторов лишний раз подтверждают, что фотоэлектрические свойства сложного эммитора совершенно не определяют его вторичной эмиссии. Они показывают также, что замена окисла цезия в промежуточном слое кислородно-цезиевого эммитора сернистым цезием приводит к некоторому увеличению δ . Максимум вторичной эмиссии у серно-цезиевых эммиторов получается, когда слой Ag_2S достигает толщины 60 молекул, следовательно, глубина, из которой идут вторичные электроны, не превышает в данном случае $6 \cdot 10^{-7}$ см, т. е. приблизительно длины свободного пробега электрона. Таким образом большой выход вторичных электронов со сложных эммиторов возможен только при значительной зависимости длины свободного пути электрона внутри промежуточного слоя от его скорости. Существование такой зависимости для металлов показано в опытах Катца.

Сурьмяно-цезиевые эммиторы

В 1936 г. Гёрлих [19] открыл, что сплавы сурьмы с цезием и висмута с цезием обладают большим внешним фотоэффектом. Фотокатоды, состоящие из данных сплавов, как показали дальнейшие ис-



Фиг. 39. Спектральная характеристика сурьмяно-цезиевого эммитора (А).



Фиг. 40. Характеристики ток — напряжение для сурьмяно-цезиевого эммитора при различных освещенностях его поверхности

следования, обладают большой интегральной чувствительностью к видимому свету и спектральные характеристики их ближе подходят к кривой видимости глаза по сравнению с кислородно-цезиевыми эммиторами.

На фиг. 39 приведены спектральные характеристики сурьмяно-цезиевого эммитора А и кислородно-цезиевого (В) [20]. Данный сурьмяно-цезиевый эммитор был получен посредством обработки парами цезия толстого почти непрозрачного слоя сурьмы, расположенного на поверхности стекла. Эти эммиторы, обладая еще большей чувствительностью в видимом участке спектра, чем серно-цезиевые и селено-цезиевые, оказываются, так же как и последние, нечувствительными к инфракрасному

свету. Фотоэлементы с сурьмяно-цезиевыми эмитторами независимо от толщины слоя сурьмы при больших освещенностях обладают непрерывно возрастающими характеристиками ток — напряжение. С увеличением напряжения на электродах фотоэлемента до 2 000 В в некоторых случаях чувствительность его возрастает до нескольких сотен микроампер на люмен. На фиг. 40 приведены кривые, показывающие зависимость фототока от приложенного напряжения при различной освещенности эмиттора. Из кривых видно, что в данном случае, начиная с освещенности порядка десятых долей люмена, отсутствует ток насыщения (кривые 4 и 5). При более слабом освещении получаются обычно кривые ток — напряжение с током насыщения (кривые 1, 2, 3). Если предположить, что сурьмяно-цезиевый эмиттор представляет собой сплав сурьмы с цезием, внутри и на поверхности которого находится свободный цезий, являющийся источником фотоэлектронов, тогда отсутствие тока насыщения и большую фотоэлектрическую отдачу у данного эмиттора при указанных выше условиях можно объяснить влиянием на излучение фотоэлектронов положительных зарядов, образующихся на эмитторе вследствие фотоионизации атомов цезия, т. е., по существу, — эффектом Мальтера. Предположим, что данный участок поверхности фотокатода имеет n эмиссионных центров для фотоэлектрона и при данной разности потенциалов между электродами фотоэлемента E — градиент поля внутри катода. Число и скорости электронов, приходящих к единицу времени к данному участку катода, очевидно, при прочих равных условиях определяются величиной E , а следовательно, время T и вероятность W рекомбинации электронами эмиссионных центров являются функцией E .

$$T = f_1(E) \quad \text{и} \quad W = f_2(E).$$

При падающем на поверхность эмиттора световом потоке S , число эмиссионных центров, потерявших электроны, будет:

$$n\alpha \frac{S}{h\nu},$$

где α — вероятность поглощения эмиссионным центром кванта света $h\nu$. Число положительных ионов, образующихся на данном участке поверхности катода, при этих условиях будет возрастать с возрастанием величины.

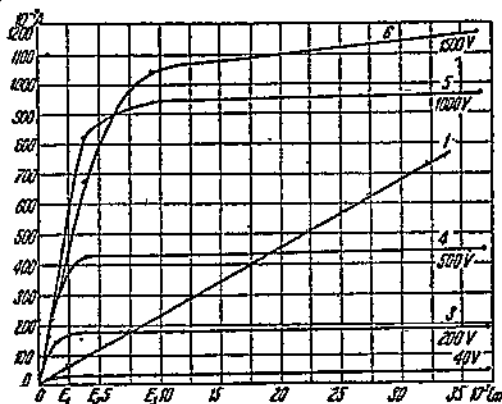
$$n\alpha \frac{S}{h\nu} T = n\alpha \frac{S}{h\nu} f_1(E).$$

При малых световых потоках и малом T образующийся на катоде положительный заряд мал и не влияет на вид характеристики ток — напряжение. Увеличение светового потока S будет приводить к увеличению числа положительных ионов на поверхности катода только в том случае, если при этом время T останется достаточно большим. Время T , как указывалось выше, зависит от разности потенциалов между электродами фотоэлемента,

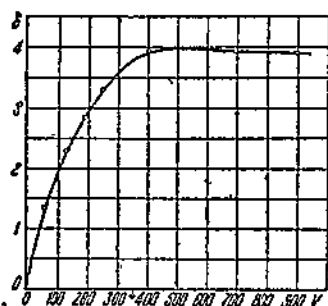
следовательно, эффект вырывания электронов поверхностным зарядом будет также зависеть от этой разности потенциалов.

Данное объяснение значительного возрастания чувствительности сурьмяно-цезиевого эмиттора при указанных выше условиях подтверждается результатами исследования зависимости фототока от силы света, падающего на его поверхность, для больших разностей потенциалов на электродах фотоэлементов.

На фиг. 41 приведен ряд кривых, характеризующих зависимость фототока от освещенности эмиттора при различных напряжениях на электродах фотоэлемента. Из кривых следует, что при малых освещенностях ток меняется про-



Фиг. 41. Световые характеристики сурьмяно-цезиевого эмиттора при различных напряжениях на электродах фотоэлемента.



Фиг. 42. Характеристики δ для толстослойного сурьмяно-цезиевого эмиттора.

порционально изменению освещенности катода (кривая 1 начерчена в другом масштабе). При больших освещенностях фототок становится независимым от силы света, падающего на поверхность эмиттора.

На фиг. 41 кривые 3, 4 и 6, начиная соответственно с освещенности $E_1 = 1500$ lx, $E_2 = 2650$ lx и $E_3 = 6000$ lx, идут параллельно оси абсцисс; при этом, чем больше напряжение на электродах фотоэлемента, тем при большей освещенности наступает отклонение от пропорциональности между фототоком и силой света, падающего на поверхность эмиттора. Следует отметить, что для различных сурьмяно-цезиевых эмитторов при одинаковом градиенте потенциала электрического поля у их поверхности нарушение пропорциональности происходит при различных освещенностях эмиттора. Наблюдаемое в данных условиях насыщение фототока непосредственно вытекает из приведенного выше предположения о механизме эмиссии фотоэлектронов с сурьмяно-цезиевого эмиттора. Как нетрудно видеть, изменение числа эмиссионных центров dn за время dt определяется следующим выражением:

$$-dn = n\alpha \frac{S}{hv} dt - \left(n_0 - n + n\alpha \frac{S}{hv} \right) W(E) dt,$$

где n_0 — число эмиссионных центров перед освещением катода,
 n — число эмиссионных центров, способных излучать электроны, через время t будет

$$n = \frac{n_0}{B} + n_0 \left(1 - \frac{1}{B}\right) e^{-Bt},$$

где

$$B = \alpha \frac{S}{h\nu} + W(E) - \alpha \frac{S}{h\nu} W(E).$$

Если не учитывать выравнивание электронов положительными зарядами, фототок будет определяться следующим выражением:

$$I_\phi = en\alpha \frac{S}{h\nu} = \frac{n_0 e}{\frac{1 + W(E) \frac{S}{h\nu}}{S e \alpha} - W(E)} + n_0 \left[1 - \frac{1}{\frac{1 + W(E) \frac{S}{h\nu}}{S e \alpha} - W(E)} \right] \cdot e^{\left\{ S \frac{\alpha}{h\nu} [1 - W(E) + W(E)] \right\} t}. \quad (1)$$

Из приведенного выражения для I_ϕ вытекает, что при $W(E) < 1$ с увеличением S фототок будет стремиться к постоянной величине. При освещенностях катода, для которых нарушается пропорциональность между фототоком и силой света, фототок устанавливается после включения света не мгновенно и нарастает в течение нескольких минут. Это возрастание фототока со временем служит хорошим подтверждением предположения о вырывании в сурьмяно-цезиевом эмитторе электронов положительными зарядами. Действительно, если бы вырывания электронов положительными зарядами не было, то в этих условиях согласно уравнению (1) фототок с течением должен был бы уменьшаться.

Вторичная эмиссия у сурьмяно-цезиевых эмитторов, изготовленных на толстом непрозрачном слое сурьмы, как показывает кривая на фиг. 42, невелика. Однако с уменьшением толщины слоя сурьмы коэффициент вторичной эмиссии δ увеличивается и при толщине слоя приблизительно в 400 Å достигает в максимуме 9. Это показывает, что у сурьмяно-цезиевого эмиттора, как и у других сложных эмитторов, коэффициент вторичной δ зависит от толщины промежуточного слоя эмиттора. Таким образом, по всей вероятности, и в данном случае большое значение δ получается вследствие вытаскивания электронов из сурьмяно-цезиевого эмиттора положительными зарядами, образующимися на его поверхности во время бомбардировки эмиттора электронным пучком. Нарушение пропорциональности между фототоком и силой света, а также значительное уменьшение вторичной эмиссии с увеличением плотности первичного тока у этих эмитторов являются подтверждением данного предположения.

Теория вторичной эмиссии из металлов была дана в работах Фрöлиха¹ и Кадышева². Последний очень наглядно объяснил все процессы, происходящие при бомбардировке поверхности металла электронным пучком.

В отношении вторичной эмиссии из сложных поверхностей типа кислородно-цезиевого эмиттора в настоящее время не существует даже определенных качественных представлений о происходящих в этом случае процессах. Ряд авторов [3, 4, 5] объясняет большие значения коэффициента вторичной эмиссии для этих эмитторов в основном относительно малой концентрацией электронов проводимости в промежуточном слое у данных эмитторов. В кристаллической решетке полупроводника, где концентрация электронов проводимости мала, длина свободного пробега электронов по их мнению будет значительно больше длины свободного пробега вторичных электронов в металле. Уменьшение длины свободного пробега вторичных электронов проводимости происходит вследствие увеличения рассеяния энергии вторичных электронов, обусловленного кулоновским взаимодействием вторичных электронов с электронами проводимости. В полупроводниках вместо электронов проводимости содержатся приблизительно в той же концентрации, с какой электроны проводимости заполняют металл, связанные электроны с малой энергией связи.

На основании представлений об ударной ионизации потери энергии вторичного электрона при движении в промежуточном слое кислородно-цезиевого эмиттора, вследствие взаимодействия его с электронами, имеющими малую энергию связи, можно оценить следующим образом.

При взаимодействии вторичного электрона со связанным потеря энергии $\Delta W_2 = \frac{Q + E_0}{\lambda}$,

где Q — энергия связи;

E_0 — начальная энергия третичного электрона, возникающего в результате взаимодействия вторичного электрона со связанным;

λ — длина ионизирующего соударения. Для кислородно-цезиевого катода из сопоставления спектральных характеристик и кривых распределения фотоэлектронов по энергиям путем элементарных вычислений для Q получается значение меньше одного электрона-вольта. По нашему мнению при оценке потерь энергии вторичного электрона величина Q определяется энергией связи с атомами цезия, так как в обычном кислородно-цезиевом катоде цезия больше, чем окисла цезия.

¹ An. der Phys., 13, 229, 1932 г.

² Диссертационная работа.

³ «Журнал технической физики», 10, 443, 1939 г.

⁴ Журнал «Успехи физических наук», 21, 301, 1939 г.

⁵ Philips technical Rev. 3, 8, 1938 г.

При этих условиях, как нетрудно видеть, рассеяние энергии вторичного электрона внутри промежуточного слоя кислородно-цезиевого эмиттора будет мало отличаться от рассеяния энергии вторичного электрона при движении его внутри металла.

Вообще, по всей вероятности, в полупроводниках рассеяние энергии вторичных электронов слабо связанными электронами будет по порядку величины совпадать с рассеянием энергии вторичных электронов, вызываемым электронами проводимости в металлах и, следовательно, длина свободного пробега вторичных электронов в обоих случаях будет одного и того же порядка.

В полупроводниках величина вторичной эмиссии может быть больше по сравнению со вторичной эмиссией из металлов также вследствие того, что в полупроводниках в отличие от металлов при нормальном падении первичного луча электронов часть вторичных электронов в момент возникновения может получить приращение импульса в направлении к поверхности.

Величина и направление скорости вторичного электрона зависят от условий, в которых находился электрон в момент получения энергии от первичного электрона.

В полупроводниках и изоляторах при взаимодействии первичного электрона со связанным электроном, имеющим относительно большую энергию связи по сравнению с энергией связи электронов проводимости, угол между направлением первичного и вторичного электронов заметно отличается от 90° и, следовательно, при перпендикулярном падении первичного пучка к поверхности эмиттора в полупроводниках и изоляторах возникает часть вторичных электронов с большой составляющей скорости в направлении к поверхности эмиттора.

Однако у интересующих нас полупроводников, например, кислородно-цезиевых и других эмитторов, имеющих, как указывалось выше, большую концентрацию электронов с малой энергией связи, распределение по направлениям скоростей вторичных электронов будет мало отличаться от распределения по направлениям скоростей вторичных электронов в металлах и, таким образом, это обстоятельство тоже не может служить причиной, вызывающей большую вторичную эмиссию из сложных поверхностей.

Хорошим подтверждением высказанных нами предположений являются результаты измерений вторичной эмиссии с полупроводников, имеющих малую концентрацию электронов проводимости, например, закись меди. Величина вторичной эмиссии с закиси меди, как указывалось выше, меньше, чем из меди. Ряд приведенных ниже экспериментальных фактов подтверждают тоже наши предположения.

Известно, что увеличение вторичной эмиссии из сложных эмитторов по сравнению со вторичной эмиссией из металлов получается за счет вторичных электронов с малыми начальными энергиями, т. е. кривые распределения электронов по энергиям

у металлов и сложных эмитторов имеют совершенно различную форму.

Если бы механизм эмиссии вторичных электронов из сложных эмитторов и металлов был одинаков, т. е. величина вторичной эмиссии в обоих случаях определялась бы только коэффициентом поглощения вторичных электронов, получивших достаточную скорость для преодоления потенциального барьера при выходе электронов из эмиттора, тогда, как нетрудно видеть, кривые, характеризующие распределение вторичных электронов по энергиям, должны были бы иметь одинаковую форму. Экспериментально это подтверждается тем, что кривые распределения по энергиям вторичных электронов у закиси меди и меди имеют одинаковую форму.

Далее, при одинаковом механизме эмиссии вторичных электронов из проводников и сложных эмитторов и при указанном выше распределении вторичных электронов по энергиям у сложных эмитторов увеличение работы выхода у сложного эмиттора должно было бы приводить к значительному уменьшению вторичной эмиссии электронов, чего в действительности не наблюдается. Например, окисление кислородно-цезиевого эмиттора, приводящее к полной потере им чувствительности, и, следовательно, к большому увеличению работы выхода, уменьшает вторичную эмиссию всего лишь на 10—20%.

Все описанные выше другие исследования вторичной эмиссии со сложных поверхностей также приводят к заключению, что механизм вторичной эмиссии из сложных поверхностей существенно отличается от механизма вторичной эмиссии из металлов.

По нашему мнению, как указывалось выше, большая вторичная эмиссия из сложных поверхностей возникает вследствие вытаскивания электронов положительными зарядами, образующимися на поверхности сложного эмиттора при бомбардировке его пучком первичных электронов, т. е. по существу эффектом, аналогичным эффекту Мальтера. Отсутствие заметной инерции у вторичной эмиссии со сложных эмитторов, например, кислородно-цезиевого эмиттора, не противоречит нашему предположению. Действительно, инерция вторичной эмиссии в данном случае определяется временем рекомбинации положительных зарядов, которое может быть меньше 10^{-9} сек., и все же при этом каждый положительный заряд может вытащить из эмиттора за время своего существования большое количество электронов, так как время, необходимое для вытаскивания электрона из эмиттора, будет не больше 10^{-14} сек. Время вытаскивания электрона из эмиттора мы определяем как время, которое необходимо для прохождения электроном пути 10^{-7} см со средней скоростью в 1 V .

Положительный заряд, образующийся на поверхности эмиттора при малой плотности первичного тока i_n , будет пропорционален его величине и вероятности W ионизации атомов или молекул, составляющих поверхность эмиттора. Вероятность ионн-

зации атомов или молекул, как известно, зависит от скорости первичных электронов $W = f(V_n)$. Если предположить, что каждый ионизированный атом или молекула освобождают из эмиттора в среднем k электронов и вероятность ионизации их выражается той же эмпирической формулой, которая была предложена Комптоном для подсчета ионизации в газах, т. е.

$$W = C_1(V - V_i) e^{-\frac{V - V_i}{C_2}},$$

где C_1 и C_2 — постоянные, а V и V_i — соответственно скорость первичного электрона и ионизационный потенциал, тогда для тока i_{em} вторичной эмиссии получим следующую формулу:

$$i_{em} = k i_n (V - V_i) e^{-\frac{V - V_i}{C_2}}. \quad (1)$$

Полагая $kC_1 = AC_2 = \mu$ и пренебрегая величиной V_i по сравнению с V , приходим к эмпирической формуле Лукьянова¹:

$$i_{em} = A i_n V_n e^{-\mu V_n}, \quad (2)$$

которая хорошо совпадает с экспериментальными данными.

Для малых скоростей первичных электронов, как известно, $W = C(V - V_i)$ и, следовательно,

$$i_{em} = A i_n (V - V_i), \quad (3)$$

что тоже хорошо совпадает с опытом, так как при малых скоростях первичных электронов величина вторичной эмиссии пропорциональна скорости первичных электронов.

Необходимо отметить, что величину k можно только в первом приближении считать постоянной, так как при бомбардировке поверхности эмиттора электронным пучком энергия электронов, находящихся внутри эмиттора, возрастает и, следовательно, k с увеличением i_n и V_n должно возрастать. Вообще при возникновении на эмитторе одного единичного положительного заряда из него освобождается γ_1 электронов, получивших приращение энергии в результате бомбардировки поверхности эмиттора первичными электронами, и γ_2 электронов, энергия которых не была изменена электронной бомбардировкой. Величина γ_1 , как не-

трудно видеть, будет пропорциональна $C_1(V - V_i) e^{-\frac{V - V_i}{C_2}}$, а γ_2 можно считать постоянной, и следовательно,

$$k = \gamma_1 + \gamma_2 = \text{const} + C_1(V - V_i) e^{-\frac{V - V_i}{C_2}}.$$

Следует отметить, что при фотоэффекте с кислородно-цезиевых эмитторов, по всей вероятности, существует также эффект вытаскивания электронов ионами цезия, образующимися на по-

¹ Журнал «Техническая физика», 7, 854, 1937 г.

верхности эмиттора в результате ионизации абсорбированных атомов цезия. Это вытекает из следующих экспериментальных данных.

При освещении поверхности кислородно-цезиевого эмиттора инфракрасным светом вольтамперная кривая становится параллельной оси напряжений при большей положительной разности потенциалов между эмиттором и коллектором фотоэлектронов, чем при освещении эмиттора короткой длиной волны. Другими словами, ток насыщения при освещении длинноволновым светом эмиттора наступает при большей разности потенциалов между эмиттором и коллектором, чем при освещении эмиттора светом с короткой длиной волны.

Данный факт можно объяснить тем, что ионы цезия, возникающие при освещении кислородно-цезиевого эмиттора длинноволновым светом в поверхностной пленке цезия вырывают электроны из этого эмиттора. Действительно, для того чтобы вырванные положительными ионами электроны могли попасть на коллектор, необходимо создать некоторый градиент внешнего электрического поля у катода, нейтрализующего действие положительных ионов на эти электроны.

Эффектом вырывания электронов положительными ионами из кислородно-цезиевого катода, очевидно, и объясняется большая фотоэлектронная эмиссия с него при длинноволновом свете.

Таким образом становится понятным, почему, несмотря на малое поглощение света в одномолекулярной поверхностной пленке цезия, возникает большой фотоэффект.

Данное предположение является дополнением к теории Де-Бура.

Явление взаимодействия электронов с положительными ионами, образующимися на поверхности эмиттора, становится еще более заметным при вторичной эмиссии электронов, когда в отсутствие влияния пространственного заряда для получения тока насыщения приходится доводить разность потенциалов между эмиттором и коллектором до 15—20 V.

Увеличение в данном случае разности потенциалов обуславливается тем, что при бомбардировке первичным электронным пучком на поверхности кислородно-цезиевого эмиттора возникают не только ионы цезия, но также и ионы соединений цезия с кислородом.

Предполагая, что большая вторичная эмиссия со сложных эмитторов возникает в основном вследствие вытаскивания электронов из эмиттора положительными зарядами, образующимися на его поверхности во время бомбардировки ее пучком электронов, приходим к следующим выводам.

Величина вторичной эмиссии со сложных эмитторов в основном определяется временем τ рекомбинации положительных зарядов и величиной k , характеризующей среднее количество электронов, вытаскиваемых единичным зарядом в единицу времени.

Величины k и τ совершенно очевидно определяются электропроводностью промежуточного слоя. Отсюда непосредственно

вытекает, что вторичная эмиссия со сложных эмитторов зависит как от природы, так и от относительных количеств частиц металлов и их соединений, входящих в состав промежуточного слоя.

На эти факты мы неоднократно указывали в предыдущих статьях.

ВЫВОДЫ

Фотоэлектрический эффект и вторичная эмиссия электронов при окислении поверхности щелочных металлов возрастают вследствие образования при этом сложного эмиттора.

Максимальное значение интегрального фотоэффекта наступает при образовании на поверхности калия слоя окисла толщиной в 30—40 молекулярных слоев Ag_2O , а максимальное значение коэффициента вторичной эмиссии — при толщине слоя окисла в 100 молекулярных слоев K_2O .

При освещении кислородно-цезиевого эмиттора длинноволновым светом с длиной волны, большей 5500 Å, эмиссия фотоэлектронов происходит в основном из поверхностной пленки щелочного металла. При освещении же этого эмиттора монохроматическим светом с короткой длиной волны фотоэлектроны выходят из более глубоких слоев эмиттора. Кислородно-цезиевые эмитторы под действием света уменьшают свою интегральную чувствительность вследствие втягивания электрическим полем ионов цезия внутрь эмиттора. Кривая утомления кислородно-цезиевого эмиттора выражается суммой показательных функций следующего вида:

$$i = i_0 \sum_k i_{0k} e^{-p_k (1 - g_k) \bar{F} t}.$$

Утомление кислородно-цезиевого эмиттора значительно уменьшается при введении в его промежуточный слой частиц золота, увеличивающих электропроводность этого слоя и, следовательно, улучшающих рекомбинацию цезиевых ионов.

Вторичная эмиссия с кислородно-цезиевого эмиттора в отличие от фотоэффекта определяется в основном структурой его промежуточного слоя, а не ионизационными потенциалами адсорбированных атомов цезия в его поверхностной пленке. Величина вторичной эмиссии зависит как от концентрации, так и от природы металлических частиц, содержащихся в промежуточном слое кислородно-цезиевого эмиттора.

Максимум коэффициента вторичной эмиссии δ наступает у кислородно-цезиевых эмитторов при более тонкой поверхностной пленке цезия по сравнению с толщиной этой пленки, соответствующей максимуму интегрального фотоэффекта.

Утомление кислородно-цезиевого эмиттора, возникающее при непрерывном освещении его поверхности, приводит вначале к увеличению δ , а затем после длительного утомления у неко-

торых из этих эмитторов δ становится меньше, чем до утомления, у других же — больше.

Увеличение вторичной эмиссии при утомлении эмиттора является следствием приближения распределения частиц цезия в эмитторе к распределению, соответствующему максимальной вторичной эмиссии, а уменьшение — удалению от этого распределения.

Вторичная эмиссия с кислородно-цезиевого эмиттора при непрерывном воздействии на его поверхность пучка электронов возрастает с течением времени. Это возрастание вторичной эмиссии происходит вследствие перераспределения цезия внутри и на поверхности кислородно-цезиевого эмиттора.

При воздействии на поверхность кислородно-цезиевого эмиттора пучка электронов наблюдается флюоресценция этой поверхности и изменение ее цвета.

При изменении плотности первичного тока от $10^{-9} \sim$ до 10^{-1} мА/см^2 δ у кислородно-цезиевых эмитторов меняется незначительно.

По всей вероятности, большое значение коэффициента вторичной эмиссии δ у сложных эмитторов получается в основном, вследствие вытаскивания электронов положительным зарядом, возникающим на поверхности данного эмиттора при бомбардировке его первичными электронами.

Свойства кислородно-рубидиевых и кислородно-калиевых эмитторов в отношении вторичной эмиссии электронов почти полностью совпадают со свойствами кислородно-цезиевых эмитторов.

Коэффициент вторичной эмиссии у кислородно-рубидиевых и кислородно-калиевых поверхностей меньше, чем у кислородно-цезиевых эмитторов.

Вторичная эмиссия у кислородно-бариевых и особенно у кислородно-магниевого эмитторов, имеющих структуру, аналогичную кислородно-цезиевым эмитторам, достигает почти той же величины, которую дают кислородно-цезиевые эмитторы.

При изменении температуры кислородно-бариевых и кислородно-магниевого эмитторов от 0 до 400°C δ у них практически остается постоянным.

Серно-цезиевые и селено-цезиевые эмитторы, изготовленные тем же методом, который применяется для изготовления кислородно-цезиевых эмитторов, имеют совершенно отличные от последних эмитторов фотоэлектрические свойства; однако δ у них даже несколько больше, чем у кислородно-цезиевых эмитторов, следовательно, здесь лишний раз подтверждается, что фотоэлектрические свойства сложного эмиттора не определяют его вторичной эмиссии.

У обладающих большой фотоэлектрической отдачей в видимом участке спектра сурьмяно-цезиевых эмитторов при больших освещенностях фототок становится независимым от силы света, падающего на поверхность эмиттора, что, по всей вероятности, обусловливается ограниченным числом эмиссионных центров для фотоэлектронов у этого эмиттора.

Коэффициент вторичной эмиссии у сурьмяно-цезиевого эмиттора зависит от толщины слоя сплава цезия с сурьмой и при оптимальных условиях имеет почти ту же величину, как и у кислородно-цезиевого эмиттора.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. В. Тимофеев, Журн. Техн. физики, III, 602, 1933. „Zeitschr. f. Physik“ 81, 681, 1933.
2. П. В. Тимофеев, Бюллетень ВЭИ № 12, 27, 1934.
3. А. И. Пятницкий и П. В. Тимофеев, Журн. Техн. физ. VI, 461, 1936 г. „Phys. Zeitschr. d. Sowjetunion“, 187, 1936.
4. Klinge, „Physik. Zeitschr.“, 23/24, 911, 1938.
5. П. В. Тимофеев и Н. С. Кондорская, Журн. Техн. физ. VI, 1267, 1936. „Physik. Zeitschr. d. Sowjetunion“, 683, 1936.
6. Suhrtmann & Dompster, „Z. f. Physik“ 94, 742, 1935.
7. П. В. Тимофеев и Ю. И. Лунькова, Отчет ВЭИ „Разработка не-утомляющихся фотокатодов“, 1936.
8. Тимофеев и А. И. Пятницкий, Журн. Тех. физ., т. VI, 1642, 1936 г. „Phys. Zschr. d. Sowjetunion“ 10, 518, 1936.
9. П. В. Тимофеев и Л. И. Пятницкий, Отчет ВЭИ „Разработка и исследование электронных приборов с вторичной эмиссией электронов“, 1938.
10. А. И. Пятницкий, Журн. Техн. физики, VIII, 1014, 1938.
11. А. В. Афанасьева и П. В. Тимофеев, Журн. Техн. физ., VI, 1848, 1936 и VII, 2145, 1937. „Phys. Zeitschr. der Sowjetunion“, 10, 831, 1936.
12. „Technical Physics“, IV, 1, 1937.
13. М. М. Вудынский, Журн. Техн. физ. VIII, 790, 1938.
14. Н. Katz, „Phys. Zeitschr.“ 38/23, 981, 1937.
15. Z. Meiter, „Physik. Rev.“ 50, 48, 1936.
16. H. Fröhlich, „Annal. d. Physik“ 13, 229, 1932.
17. Бете, Квантовая механика, ОНТИ, 1936.
18. П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, Журн. Техн. физ. VII, 2138, 1937. „Technical Physics“ IV, 11—12, 1937.
19. П. В. Тимофеев, Журн. Техн. физ. VI, 47, 1936.
20. P. Görtlich, „Zeitschr. f. Physik“ 101, 335, 1936.
21. П. В. Тимофеев и Ю. И. Лунькова, Отчет ВЭИ „Сурьмяно-цезиевые фотоэлементы“, 1938.
22. Журн. техн. физики X, вып. 1, 1940.

ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ СЛОЖНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

ВВЕДЕНИЕ

Оксидный катод является главным рабочим элементом очень многих электровакуумных приборов — газотронов, тиратронов, электронных ламп и газосветных трубок. Хотя этот тип катода не является единственным пригодным в данном случае, но сочетание в нем многих положительных свойств определяет его широкое использование в технике и большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных ему. Ознакомиться с ними возможно по ранее сделанным обзорам (Дешман [1], Гертс [2], Рейманн [3], Де-Бур [4]) и по оригинальной литературе [15, 16, 17, 19, 20, 21, 22—30]. Здесь мы приводим результаты наших опытов, посвященных:

- 1) изготовлению оксидных катодов;
- 2) исследованию эмиссионных свойств оксидных катодов различных составов;
- 3) изучению работы оксидного катода в различных условиях;
- 4) разработке некоторых специальных типов оксидных катодов.

1. СПОСОБЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОКСИДНЫХ КАТОДОВ

В настоящее время существуют самые разнообразные конструкции оксидных катодов, определяемые, главным образом, условиями их работы в приборах. По способу изготовления нужно различать три основных типа оксидных катодов: 1) сложный или спеченный; 2) простой или пастообразный; 3) прессованный катод. Сложный катод получается при прокаливании оксидного покрытия с металлической подложкой (керна) при высокой температуре (800—1400° С) на воздухе или в какой-либо другой газовой среде, в результате чего между металлом и оксидным покрытием происходит химическая реакция. К сложным относятся также термитные и дистилляционные катоды. Простой или пастообразный катод получается при нанесении

оксидной пасты на металлический керн, без прокаливания. Прессованный катод представляет собой прессованную смесь оксидов щелочно-земельных металлов. Чаще всего он выполняется в виде цилиндрика, который подогревается снаружи металлической спиралью.

Обычно в качестве материалов для кернов оксидных катодов употребляются тугоплавкие металлы, точка плавления которых выше рабочей температуры оксидного катода (приблизительно 900—1000° С). Наиболее употребительны: никель и различные его сплавы, платина и ее сплавы, вольфрам, молибден и в последнее время получает распространение медь [28].

В целях получения катодов с высокими термоэлектронными свойствами, легко активируемых и мало распыляющихся в специальных условиях газового разряда, мы исследовали различные способы получения сложных оксидных катодов. Мы пользовались главным образом, металлическими подложками из никеля, вольфрама и молибдена. Спекание оксидного слоя с металлом мы производили на воздухе, в атмосфере водорода, углекислого газа и инертных газов при различных температурах, а также в ртутном разряде.

Обычно после спекания оксидного покрытия с металлом керна белый оксидный слой совершенно исчезает и остается лишь серая матовая пленка, которая иногда может быть обнаружена только под микроскопом.

Процесс активирования и эмиссионные свойства различно изготовленных сложных оксидных катодов мы исследовали на переменном токе в двухэлектродной лампе в неоновом разряде. Для измерения тока эмиссии и работы выхода мы пользовались обычной двухэлектродной лампой с цилиндрическим анодом, с охранными кольцами.

Как правило, для активирования всех исследованных нами сложных катодов требовались более высокие температуры, чем в случае простого оксидного катода. Нередко для начала активирования таких катодов необходимо было пользоваться дополнительными способами обработки. Например, катоды, полученные при спекании оксидного покрытия с молибденовым или вольфрамовым керном на воздухе, требуют предварительного восстановления в водороде, без чего катод невозможно активировать даже при очень высоких температурах. Повидимому, образующаяся при спекании окись молибдена (или вольфрама), являющаяся хорошим изолятором и разлагающаяся только при очень высокой температуре, препятствует активированию и работе катодов.

Сложные катоды, полученные спеканием при температуре 1200° С в атмосфере углекислого газа, поддаются активированию только после продолжительного прокаливания в вакууме при 1500° С при длительной ионной бомбардировке, так как образующиеся при спекании карбиды металла керна и щелочно-земельных металлов очень прочны и могут быть разложены только при очень высокой температуре. После подобного акти-

вирования катод обладает очень низкими эмиссионными свойствами, так как он теряет почти весь металлический барий, который является основным активным веществом. Катоды, спеченные в атмосфере углекислого газа при более низких температурах $750-850^{\circ}\text{C}$, могут быть активированы после кратковременного перекала в вакууме до 1300°C и обладают хорошей эмиссией, но в газовом разряде распыляются с образованием черного угольного налета на стенках лампы.

Катоды, спеченные в инертных газах и ртутном разряде, имеют почти чистую металлическую поверхность, легко активируются в газовом разряде и мало распыляются, но эмиссионные свойства их хуже, чем у катодов, полученных при спекании на воздухе и восстановленных в водороде.

Наиболее хорошим в отношении эмиссионных свойств и срока службы оказался катод на молибденовой подложке, полученный при обработке на воздухе при $700-800^{\circ}\text{C}$ и затем спеченный в струе водорода при температуре $800-1400^{\circ}\text{C}$. Он стабильно и хорошо работает в неоновом, ртутном и натровом разряде и имеет средний срок службы $2500-3000$ час. В настоящее время он является производственным типом для натровых и ртутных ламп.

Эмиссионные свойства пастообразных оксидных катодов зависят от способа активирования катода, материала керна, состава оксидного слоя и величины кристалликов в нем (т. е. от степени размельчения оксидных порошков). Последнее обстоятельство влияет как на прочность удерживания оксидного слоя на металлическом керне, так и непосредственно на его эмиссионные свойства [5]. Поэтому способ приготовления оксидного покрытия сильно сказывается на свойствах катода.

Обычно для получения оксидных катодов пользуются углекислыми солями щелочно-земельных металлов: бария, стронция и кальция, получаемых осаждением их из растворов азотнокислых солей углекислым аммонием; размер получаемых зерен зависит от скорости осаждения карбонатов. При осаждении получается твердый раствор углекислых солей щелочно-земельных металлов. Углекислые соли при дальнейшей обработке в вакууме при температурах порядка 1200°C разлагаются на оксиды щелочно-земельных металлов с выделением углекислого газа. Употребление углекислых солей щелочно-земельных металлов вместо оксидов удобно тем, что они могут долгое время сохраняться на воздухе без изменения химического состава, и кроме того, присутствие углекислого газа (CO_2), образующегося при разложении углекислых солей в вакууме, создает условия, ускоряющие активирование катодов.

Исследуя влияние материала керна на термоэлектронную эмиссию пастообразных катодов, мы получили результаты, помещенные в табл. 1.

Табл. 1 показывает, что из исследованных металлов наилучшими являются Ni и Pt, затем Mo и W. С алюминием (Al), который был исследован нами в виде порошка, нанесенного тол-

Таблица 1

Состав оксида	Металл керна	Плотность тока эмиссии при 900°С в А/см²
50% BaCO ₃ + 30% SrCO ₃ + 20% CaCO ₃	Ni	344 · 10 ⁻³
То же	Pt	100 · 10 ⁻³
"	Mo	10 · 10 ⁻³
"	W	5 · 10 ⁻³
"	Al (сплошной слой порошкообразного Al на молибденовом керне)	4 · 10 ⁻⁵
"	Al (тонкий слой на поверхности молибденового керна)	44 · 10 ⁻³

стым слоем на молибденовый керн, получилась очень малая эмиссионная способность, тогда как при маленьких количествах Al в виде тонкого слоя на керне активирование оксидных катодов облегчалось и эмиссия сильно увеличивалась. Оксидный слой, нанесенный на молибденовый керн, при тонком слое алюминия может быть активирован без водородной обработки. Алюминий же в сплаве с никелем обеспечивает не только очень высокую, но и увеличивающуюся со временем эмиссионную способность катода [6]. Сравнение эмиссионных свойств производилось при одинаковых способах активирования катодов (тепловая и электролитическая активировки), после того, когда наступало постоянство эмиссионного тока.

Исследуя влияние состава оксидного покрытия на эмиссионные свойства порошкообразного оксидного катода, мы нашли, что изменение его составных частей значительно меньше влияет на изменение эмиссионных свойств, чем рассмотренные выше фа-

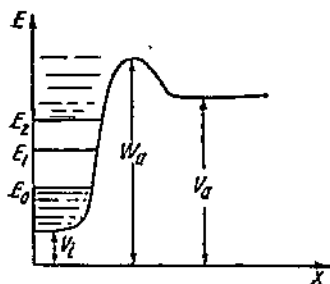
Таблица 2

Состав оксидного покрытия	Плотность тока эмиссии при 900°С в А/см²
50% BaCO ₃ + 50% SrCO ₃	360 · 10 ⁻³
50% BaCO ₃ + 30% SrCO ₃ + 20% CaCO ₃	400 · 10 ⁻³
50% BaO + 15% SrO + 10% CaO + 5% ZrO ₂	100 · 10 ⁻³
(50% BaCO ₃ + 30% SrCO ₃ + 20% CaCO ₃) + 3% Na ₂ CO ₃	184 · 10 ⁻³
к общему весовому количеству углекислых солей	150 · 10 ⁻³
60% BaCO ₃ + 40% CaCO ₃	150 · 10 ⁻³
(50% BaCO ₃ + 20% CaCO ₃ + 30% SrCO ₃) + 25% Ba(NO ₃) ₂	100 · 10 ⁻³
к общему весовому количеству углекислых солей	

кторы, т. е. обработка катода и материал керна. В табл. 2 приведены плотности эмиссионного тока для некоторых составов оксидных покрытий, нанесенных на никелевый керн.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ ОКСИДОВ РАЗЛИЧНЫХ СОСТАВОВ

На основании экспериментальных и теоретических работ [13, 8, 9, 10, 16, 14] активированный оксидный катод можно рассматривать как электронный полупроводник с загрязнениями, которыми в данном случае являются свободные металлические частицы щелочно-земельных металлов (главным образом бария), распределенные внутри оксидного слоя.



Фиг. 1. Распределение уровней энергии в активированном оксидном слое.

влияет примерно 99,99% полной проводимости [7]. Энергетическая схема активированного оксидного катода представлена на фиг. 1; здесь E — энергия электронов; x — расстояние от поверхности оксидного катода; V_a и V_i — потенциальная энергия электронов в вакууме и внутри оксида соответственно; W_a — потенциальный барьер на поверхности оксидного катода; E_0 — верхний край полосы нормальных уровней энергии в оксиде; E_2 — нижний край незаполненной полосы возбужденных уровней; E_1 — дискретный уровень энергии атомов примеси, который по теории Вильсона [9, 31] находится между E_0 и E_2 .

Энергия перехода электронов из полосы нормальных уровней основной решетки полупроводника в полосу уровней возбуждения характеризуется величиной $E_2 - E_0 = \Delta E_1$, которая значительно больше [2, 8], чем энергия перехода электронов из уровней атомов примеси, характеризующаяся величиной $E_2 - E_1 = \Delta E_2$.

На основании теоретических работ Фаулера и Вильсона [8, 9, 10, 31, 32], Рейман [3, 6] развил теорию механизма эмиссии оксидного катода, считая его электронным полупроводником с загрязнениями, и получил для тока эмиссии, предполагая, что эмиттируемые электроны имеют максвелловское распределение скоростей, следующую формулу:

$$i = A_0 n_0 T^{5/2} e^{-\frac{w_a + \frac{1}{2} \Delta E}{kT}} \quad (1)$$

Здесь A_0 — неопределенная константа, n_0 — число атомов примеси; T — абсолютная температура; E — работа диссоциации электронов; w_a — высота потенциального барьера.

Нами независимо [33, 34] была получена та же формула для тока эмиссии оксидного катода из теории электронных полупроводников Арсеньевой и Бронштейна [11], причем в этом случае могла быть вычислена величина A_0 :

$$A_0 = \frac{2^{3/4} \pi^{1/4} m^{1/4} k^{3/4} E}{h^{3/4}} = 1,66 \cdot 10^{-6} \frac{A}{\text{см}^{1/4} \text{град}^{3/4}}. \quad (2)$$

Здесь E — заряд электрона; m — масса электрона; k — постоянная Больцмана; h — постоянная Планка.

Для изучения эмиссионных свойств различных оксидных покрытий мы измеряли коэффициенты A и φ в уравнении тока эмиссии

$$I = AT^{3/4} e^{-\frac{\varphi}{kT}},$$

где $A = A_0 n_0^{1/2}$ и $\varphi = w_a + \frac{\Delta E}{2}$.

Эти величины определялись нами методом прямой Ричардсона по точке пересечения ее с осью ординат и тангенсу угла наклона к оси абсцисс соответственно (по оси ординат откладывалась величина $\lg \frac{I}{T^{3/4}}$ и по оси абсцисс $\frac{1}{T}$).

Принимая A_0 согласно уравнению (2) и пользуясь экспериментальными значениями A , мы вычисляли соответствующие им величины n_0 . Результаты приведены в табл. 3.

Из данных табл. 3 видно, что величина A имеет очень большой разброс значений (от 50 до $2,4 \cdot 10^{-4}$), что определяется изменением величины n_0 , на которую влияют очень многие факторы, перечисленные выше.

Величины, полученные для φ , имеют небольшой разброс (0,9—1,6 V) и для хорошо активированного катода лежат в пределах от 0,9 до 1,2 V. Следует заметить, что для работающего оксидного катода φ всегда выше, чем для только что активированного [14]; обычно при работе катода φ достигает величин 1,7—2,0 V (а иногда и 2,5 V), что происходит, повидимому, из-за частичного отравления поверхностной пленки продуктами разложения, которые хотя и в небольшом количестве, но все же образуются при прохождении электрического тока через оксидный слой. Это может быть иллюстрировано следующим примером: если измерять A и φ оксидного катода в первый момент включения анодного напряжения, а затем по установившимся значениям анодного тока, то обнаружится следующее изменение коэффициентов эмиссии A и φ (табл. 4).

Концентрации атомов примесей, полученные нами для разных составов оксидных покрытий и металлических подложек,

лежат в пределах от 10^0 до 10^{16} атомов в 1 см^2 . Из табл. 3 видно, что изменение работы выхода и коэффициента эмиссии A , а сле-

Таблица 3

Состав оксидного покрытия	Металл керн	Способ нанесения на металлический керн	φ в вольт-тах	A	n_0 в 1 см^2
				$\frac{A}{\text{см}^{1/2} \text{ grad}^{1/4}}$	
$50\% \text{ BaCO}_3 + 30\% \text{ SrCO}_3 + 20\% \text{ CaCO}_3$	Ni	Оксид при нанесении только просушивался	1,6	$5 \cdot 10$	10^{15}
Тот же оксид с примесью $3\% \text{ Na}_2\text{CO}_3$	Ni	Оксид наносился без прокаливания на воздухе	1	$2 \cdot 10^{-1}$	10^{12}
$50\% \text{ BaCO}_3 + 30\% \text{ SrCO}_3 + 20\% \text{ CaCO}_3$	Mo	Оксид наносился с прокаливанием на воздухе и затем восстанавливался в водороде	1	$8 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^9$
$60\% \text{ BaCO}_3 + 40\% \text{ SrCO}_3$	Ni	Оксид наносился с прокаливанием на воздухе без восстановления в водороде	1,4	$2 \cdot 10^{-3}$	10^{16}
$60\% \text{ BaCO}_3 + 40\% \text{ CaCO}_3$	Ni	То же	1,1	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{12}$
$50\% \text{ BaO} + 50\% \text{ SrO}$	Ni	" "	0,9	10^{-8}	$2 \cdot 10^{10}$

довательно, согласно развитой теории и величины n_0 , происходит в одну сторону, т. е. низкой работе выхода соответствует

Таблица 4

В первый момент включения		По установившимся значениям анодного тока	
A	φ	A	φ
$2 \cdot 10^{-3}$	1,5	$1,2 \cdot 10^{-2}$	2,4

небольшая концентрация атомов примеси. Это явление наблюдалось почти во всех наших опытах (число которых было порядка сотни), и таким образом, несомненно, должно иметь общую природу, связанную с физическими процессами, происходящими в оксидном катоде.

Повидимому, ΔE не является независимой от n_0 величиной, а связана с ней определенным образом. На подобную связь указывает также А. Ф. Иоффе [12] в отношении к SiO_2 , для которой имеет место обратная зависимость ΔE от n_0 . В настоящее время мы не можем дать объяснения этого явления и рассматриваем его лишь как опытный факт.

Из изложенного выше можно видеть, что ток эмиссии оксидных катодов зависит от условий на поверхности и внутри оксидного слоя. Коэффициенты A и φ зависят от концентрации атомов щелочно-земельных металлов в катоде. Обычно предполагается (экспериментально это не проверено), что наименьшая работа выхода получается при одноатомном покрытии оксидной поверхности металлическим барьером [13]. Определяемая экспериментально работа выхода оксидного катода представляет собой сумму внешней и внутренней работ выхода, которые могут быть получены отдельно при параллельном измерении эмиссии и электропроводности оксидного слоя. Пользуясь экспериментальными данными Мейера и Шмидта [27], мы приблизительно подсчитали, что внутренняя работа выхода (ΔE) для активированного оксидного катода равна примерно 0,6 В, а внешняя работа выхода (w_a) равна 0,7 В.

Изложенные выше теоретические представления о механизме эмиссии оксидных катодов не являются полными даже для идеального катода и справедливы лишь при вполне определенных условиях, связывающих рабочую температуру и состояние активирования оксидного слоя. В действительности же эти условия бывают не всегда выполнены. Этому вопросу будет посвящена особая статья,готавливаемая нами к печати.

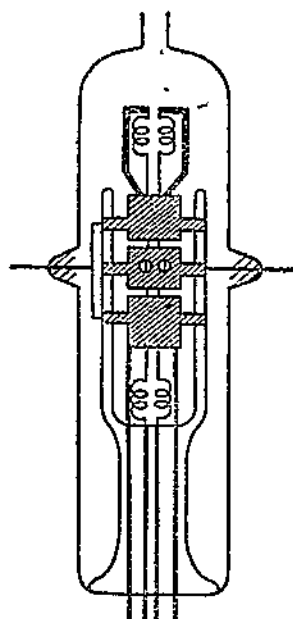
3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОЧЕГО РЕЖИМА ОКСИДНОГО КАТОДА

Поведение оксидного катода и срок его службы зависят от условий эксплуатации. Если правильно подобран рабочий режим катода, т. е. температура катода и величина отбираемого с него тока, то срок его службы исчисляется тысячами часов (теоретический срок службы бесконечно велик). Неправильные эксплуатационные условия могут привести к тому, что хорошо активированный катод будет давать малый ток эмиссии и срок службы его сократится до сотен часов.

При подборе рабочего режима нужно руководствоваться тем, чтобы устанавливалось динамическое равновесие между скоростью образования металлического барьера внутри оксидного слоя, скоростью диффузии барьера изнутри оксидного слоя на поверхность и скоростью испарения барьера с поверхности [14]. Если скорость испарения барьера с поверхности превышает скорость диффузии барьера изнутри, то с течением времени на поверхности количество барьера очень уменьшится, что повлечет увеличение работы выхода. Если на поверхности скопится слишком много барьера (больше, чем сплошной одноатомный слой), вследствие того что скорость испарения будет меньше скорости диффузии барьера изнутри, то работа выхода оксидного катода также увеличится, стремясь к величине, характерной для сплошного барьера. Мы определяем условия нормального рабочего режима оксидного катода по равенству скорости испарения барьера с оксидного катода и скорости диффузии его изнутри.

Скорость испарения барьера определялась для различных тем-

ператур оксидного катода по количеству испаренного бария в граммах с единицы поверхности катода за единицу времени. Для измерения скорости испарения Ва с оксидного катода мы пользовались лампой с двумя катодами — исследуемым оксидным и чистым вольфрамовым катодом, по току эмиссии которого контролировали количество напыленного на него Ва. Оба катода помещались на расстоянии 2 мм друг от друга и были окружены цилиндрическим анодом, состоящим из трех частей



Фиг. 2. Внешний вид экспериментальной лампы.

(диаметр анода 8 мм). Измерение тока эмиссии производилось с средней части анода. Скорость испарения Ва с оксидного катода измерялась в вакууме и в условиях ртутного разряда при давлении, соответствующем комнатной температуре, и неоновом разряда при давлении порядка 1—2 мм Hg. Измерения производились на одной и той же лампе на вакуумной установке. Ток эмиссии вольфрамового катода измерялся при температуре 750° С в вакууме. Для определения количества бария, испаряющегося с оксидного катода в ртутном разряде, мы при измерении тока эмиссии с вольфрамового катода погружали лампу в дюаровский сосуд с жидким воздухом. В случае неоновом разряда измерение тока эмиссии производилось при постоянной откачке на вакуумной установке. Внешний вид экспериментальной трубки изображен на фиг. 2.

Количество испаряющегося бария определялось по величине θ , характеризующей собой степень покрытия поверхности вольфрамового катода атомами бария, θ подсчитывалось нами по формуле Ленгмюра для торированного вольфрама, устанавливающей зависимость между током эмиссии катода и степенью покрытия его поверхности атомами электроположительного вещества:

$$\theta = \frac{\lg i_0 - \lg i_1}{\lg i_1 - \lg i_0}. \quad (3)$$

Здесь i_0 — минимальный ток, соответствующий нулевому покрытию поверхности ($\theta = 0$); i_1 — максимальный ток, соответствующий полному покрытию поверхности одноатомной пленкой ($\theta = 1$); i_0 — ток эмиссии, соответствующей степени покрытия θ . Все эти величины наблюдаются экспериментально. По формуле (3) можно подсчитывать только $\theta < 1$. Для подсчета более толстых покрытий эта формула перестает быть справедливой. Предполагая, что истинная величина поверхности вольфрамового катода совпадает с его геометрической величиной, что атомы бария плотно без промежутков распределены на поверх-

ности и что максимальному току эмиссии соответствует одноатомное покрытие поверхности, мы можем подсчитать число атомов Ва (n), попадающих на вольфрамовый катод, зная величину покрытой поверхности (S_0) и площадь, занимаемую одним атомом Ва:

$$n = \frac{S_0}{S_{Ba}}.$$

Если допустить, что атомы бария равномерно испаряются с поверхности оксидного катода и при столкновении с вольфрамовой нитью осаждаются на ней без отражения, то полное количество бария в граммах, испаряющееся с единицы поверхности оксидного катода при данной температуре, можно подсчитать по формуле:

$$Q_1 = \frac{4Q_0 \cdot r}{S_0 d_w}, \quad (4)$$

где Q_0 — количество Ва в граммах, попадающего в единицу времени на вольфрамовый катод; r — расстояние между вольфрамовым и оксидным катодами; d_w — диаметр вольфрамового катода; S_0 — поверхность оксидного катода.

Исследуя скорость испарения бария с оксидного катода в условиях вакуума и в условиях разряда в неоне и в парах ртути в указанных выше условиях, мы получили результаты, которые могут быть иллюстрированы табл. 5.

Таблица 5

Температура катода в °С	Скорость испарения в $\text{g/cm}^2\text{sec}$			
	В вакууме		В разряде	
	без анодного напряжения	с анодным напряжением	в ртутном разряде	в неоновом разряде
950	$5 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$2,4 \cdot 10^{-10}$
1000	$1 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$

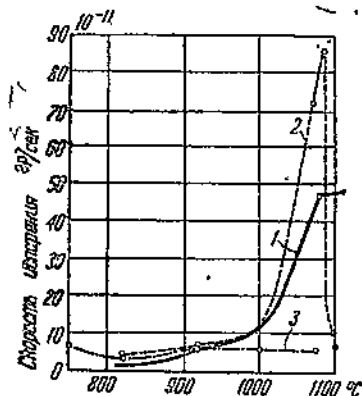
В условиях вакуума заметное испарение бария с оксидного катода начинается при 900°C (плотность тока с вольфрамового катода достигает 10^{-5} А/см²). С ростом температуры скорость испарения быстро растет, при 1050°C плотность тока с вольфрамового катода достигает в среднем величины 10^{-2} А/см².

На фиг. 3 изображена температурная зависимость скорости испарения бария с оксидного катода в вакууме без наложенного напряжения (опыт А) и с наложенным напряжением (опыт В), а также в условиях ртутного разряда (опыт В').

Разрушение оксидного катода в условиях разряда происходит, главным образом, из-за распыления его под действием ударов положительных ионов. Из табл. 5 и фиг. 3 видно, что количество испаряющегося Ва почти не зависит от температуры

катода в пределах ошибок эксперимента. При низких температурах распыление идет за счет ионной бомбардировки; при высоких температурах — за счет испарения. Следует заметить, что температура катода в разряде определяется не той мощностью, которая подводится к катоду, а всем балансом энергии, устанавливающимся на катоде в разряде [18].

Измерение скорости диффузии Ва на поверхность оксидного катода производилось на той же самой лампе. О накоплении Ва на поверхности мы судили по изменению тока эмиссии. Наблюдая в течение определенного времени рост тока эмиссии оксидного катода при определенной температуре, возможно было определить степень покрытия поверхности оксидного катода атомами



Фиг. 3. Зависимость скорости испарения бария с оксидного катода от температуры.

1 — в условиях опыта А; 2 — в условиях опыта В; 3 — в условиях опыта С.

бария по формуле (3), предполагая, что минимальному току эмиссии i_0 соответствует нулевое покрытие поверхности, а максимальному току i_1 — полное покрытие поверхности одноатомной пленкой бария (измерение величин тока эмиссии производилось при одной и той же температуре 900° С).

Таким образом мы определяем чисто условную величину, которую называем скоростью диффузии атомов Ва. Диффузионная задача является очень сложной и до сих пор не разрешена полностью, так как для ее разрешения не хватает точных сведений о месте накопления бария, о доле покрытия поверхности при минимальном и максимальном токе эмиссии, о величине истинной поверхности и равномерности распространения диффузии, поэтому наши расчеты, основывающиеся на вышеприведенных допущениях, очень приближены и дают чисто качественные результаты. Количество металлического бария в граммах, достигающее поверхности в единицу времени для различных температур катода, мы сравнивали с количеством бария, испаряющегося с оксидного катода в единицу времени, при тех же температурах.

Результаты измерений помещены в табл. 6.

Если взять отношение потока диффузии бария к потоку испарения бария с оксидного катода, то для различных температур мы имеем результаты, приведенные в табл. 7.

Сравнение потоков диффузии и испарения мы производили только в условиях вакуума, когда тепловой режим оксидного катода можно было точно контролировать.

4. КАТОД ДЛЯ НАТРОВЫХ ЛАМП ВЫСОКОЙ ЭКОНОМИЧНОСТИ

В натровых лампах со светоотдачей 100—120 lm/W в качестве наполняющего газа употребляется гелий.

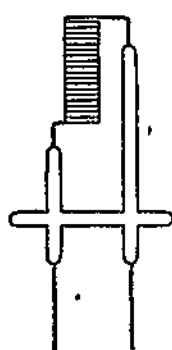
Таблица 6

Температура катода в °С	Количество Ва в граммах, диффундирующее изнутри оксидного слоя на единицу поверхности в единицу времени
800	$2,4 \cdot 10^{-11}$
850	$1,6 \cdot 10^{-10}$
900	$2,4 \cdot 10^{-10}$
950	$4,3 \cdot 10^{-10}$
1050	$5,4 \cdot 10^{-10}$

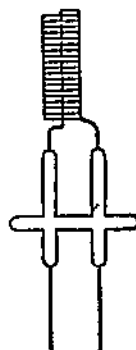
Таблица 7

Температура катода в °С	$d = \frac{\text{поток, диффундирующего бария}}{\text{поток испаряющегося бария}}$
900	4
950	0,85
1050	0,74

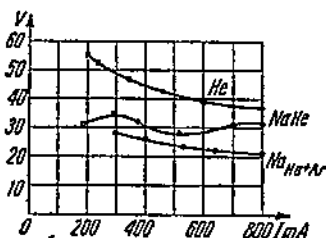
Условия работы катода в гелиевом разряде определяются существованием большого катодного падения, вследствие которого катод сильно разрушается ионной бомбардировкой. Использование катодов, употребляющихся в неоновом или аргоновом разряде, в условиях гелиевого разряда оказалось невозможным, так как срок службы катода был при этом порядка нескольких часов. Из различных исследованных нами конструкций катодов мы получили практически интересные результаты только с прессованным оксидным катодом. Прессованный катод представляет собой прессованный оксидный цилиндр, нагреваемый плотно



Фиг. 4.



Фиг. 5.



Фиг. 6. Зависимость падения напряжения на лампе от силы разрядного тока для различных наполнений лампы.

прилегающей к нему снаружи вольфрамовой спиралью. Шаг спирали берется примерно равным 1—1,5 мм при таком же диаметре вольфрамовой спирали. Внешний вид такого катода изображен на фиг. 4. Прессованные катоды диаметром 1,2 мм и длиной 4 мм позволили сразу увеличить срок службы лампы до 250 час., причем срок службы определяется всякий раз запасом оксида в вольфрамовой спирали, так как по наблюдениям катод, перестающий работать, почти не содержит в себе остатков оксида. Оказалось, что важным фактором является наличие хорошего контакта между нагревающей вольфрамовой проволокой и оксидным штабиком. Когда этот контакт нарушается, то эмиссия катода уменьшается, вследствие чего увеличивается ка-

тодное падение потенциала в дуге, и катод начинает интенсивно разрушаться ударяющимися о его поверхность ионами. Поэтому для хорошей работы катода очень важен тщательный монтаж его в вольфрамовой спиральке. Для улучшения контакта катод, смонтированный в вольфрамовой спиральке, покрывался сверху оксидной пастой. Это позволило повысить срок службы таких катодов в среднем до 400 час. Стремясь к дальнейшему увеличению срока службы, мы сконструировали прессованный катод с внутренним подогревом, достигнув при этом более равномерного распределения температуры. Для этих целей оксидный штабик прессовался с каналом по оси, сквозь который при монтаже пропускался конец вольфрамовой подогревной спирали, как показано на фиг. 5. Срок службы таких катодов в среднем увеличился до 700—800 час. и примерно в два раза сократилось время активирования. Если активировать катоды термическим способом, а также электролизом совместно с ионной бомбардировкой, то общее время активирования катодов с внутренним подогревом составляет приблизительно 1 час. Если катод такого типа обрабатывать предварительно в атмосфере водорода при температуре 800—850° С до полного очищения пламени водорода, на что требуется примерно 10 мин. (водород на выходе из лампы сгорает), то время активирования сокращается до 30—40 мин. Предварительная обработка катодов в водороде способствует частичному их очищению, разрыхлению оксида и растворению водорода в массе оксида. Обработанные таким образом катоды при дальнейшей работе разрушаются значительно меньше, чем необработанные в водороде. После 400 час. горения эти катоды почти не распыляются.

Эмиссионные свойства прессованных катодов зависят от химического состава оксидной массы, из которой прессуется катод, а также от степени ее измельчения. Многочисленные опыты употребления для прессованных катодов оксидных порошков различных составов показали, что лучшие результаты получаются с двухкомпонентным оксидом состава 60% $\text{BaCO}_3 + 40\% \text{CaCO}_3$. Этот оксид имеет наиболее мелкую кристаллическую структуру по сравнению с другими испытанными нами составами, обладает хорошей спекаемостью и малой распыляемостью в условиях разряда в гелии.

Проведенное в текущем году массовое испытание на длительность горения натровых ламп с гелиевым наполнением показало, что описанный выше катод имеет средний срок службы 700—800 час. Этот катод не является уже законченной конструкцией, он обладает еще рядом недостатков: 1) довольно большая потребляемая мощность накала; 2) сложный монтаж катода; 3) недостаточный еще срок службы; но этот тип катода является первым практическим образцом, который может быть применен для натровых ламп с светоотдачей 120 lm/W. Можно увеличить срок службы этого катода, облегчая условия зажигания разряда в натровой лампе примесью к основному наполняющему газу 5—10% аргона. Как видно из фиг. 6, падение напряжения на

лампе при употреблении аргонно-гелиевого наполнения значительно снижается, что характеризует и снижение катодного падения. Действительно, срок службы катодов в этом случае удлиняется до 1 000 час.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выводы, к которым мы пришли в изложенных выше исследованиях, можно кратко сформулировать следующим образом.

Исследование эмиссионных свойств оксидных покрытий на различных металлических подложках показывает, что наибольшей эмиссионной способностью обладает оксидный катод с никелевым керном. Примеси Al не всегда способствуют увеличению тока эмиссии и активированию оксидных катодов; если Al нанесен на катод толстым слоем, то такой катод совсем почти не поддается активированию и имеет очень малую эмиссию.

Эмиссионные свойства оксидных катодов мало зависят от химического состава оксидного покрытия, а главным образом — от степени измельчения его, от металла керна и от способа обработки.

Испытание разных способов изготовления сложных оксидных катодов привело нас к выводу, что наилучшими в отношении эмиссионных свойств и срока службы являются катоды на молибденовом керне, обработанные на воздухе при температуре 700—800° С и затем спеченные в водороде при атмосферном давлении при 1 400° С.

Применение теории электронных полупроводников с загрязнениями к оксидным катодам, как будто, указывает на зависимость ΔE от λ_0 , что интересно с теоретической точки зрения и является интересным объектом для дальнейших исследований.

При исследовании рабочего режима оксидного катода мы нашли, что условия устойчивости поверхностной пленки Ва заключаются в том, чтобы температура катода не превышала 1 000° С. Заметное испарение Ва начинается при температуре 900° С.

Разработанные нами оксидные прессованные катоды для натровых ламп с высокой экономичностью имеют срок службы в нормальных рабочих условиях разряда в парах натрия 700—800 час. Этот срок службы можно увеличить до 1 000 час. добавлением небольшого количества Ag к He, являющемуся зажигающим газом в натровых лампах.

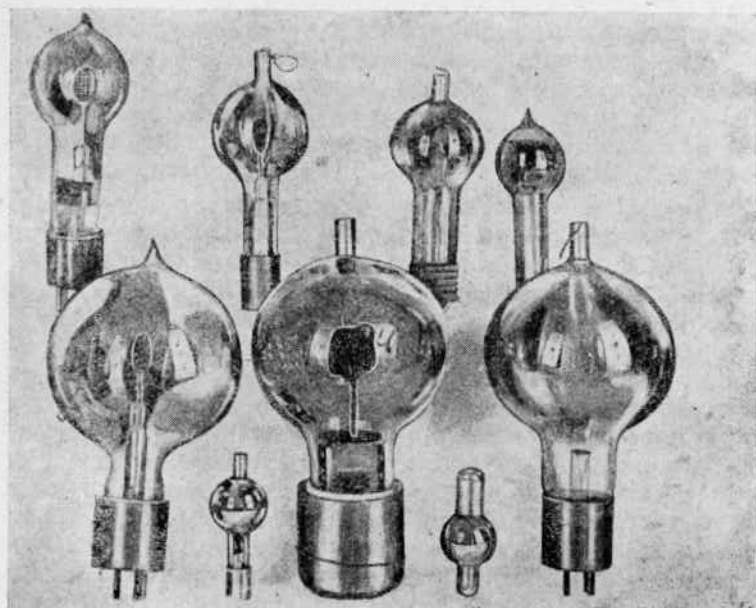
ЛИТЕРАТУРА

1. S. Dushman, „Review of Modern Physics“, 1, 1930.
2. A. Gehrts, Naturwissenschaften 20, № 40, 1932.
3. A. Reimann, „Thermionic Emission“, 1934.
4. Де-Бур, Электронная эмиссия и явления адсорбции, 1936.
5. M. Benjamin, Huck & Jenkins, Proc. Phys. Soc. 50, № 279, 1938.
6. M. Benjamin, Phil. Mag. 20, № 131, 1935.
7. Т. Берденникова, вып. „Светлана“, 1932.
8. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) 134, 1931.

9. Fowler, Proc. Roy. Soc. (A) 140, 1933.
10. Fowler & Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) 137, 1932.
11. А. Арсеньева и М. Бронштейн, Т. Ф., 11, 919, 1932.
12. А. Ф. Иоффе, Электронные полупроводники.
13. Becker & Sears, Phys. Rev., 38, 1931.
14. Knipkamp & Nebel, Wissenschaftl. Veröffentl. Siemens Konzern 11, 1932.
15. Becker, Phys. Rev. 34, 1929.
16. A. Reimann & Murgosi, Phil. Mag. 9, 1930.
17. Spanner, Ann. d. Physik 75, 1924.
18. E. Kleiner, Ann. d. Physik 18, 1933.
19. Espe, Zs. f. techn. Physik 10, 1929.
20. Reimann & Treloar, Phil. Mag. 12, 1931.
21. A. Gehrts, Zs. f. techn. Physik, p. 455, 1934.
22. Gaertner, Phil. Mag. 19, 1935, p. 82.
23. Maddock, Phil. Mag., 19, 1935, p. 422.
24. Burgers, Zs. f. Phys. 80, 1933; Zs. f. anorg. Chemie 205, 1932.
25. Claasen & Veenemans, Zs. f. Phys. 80, 1933.
26. Benjamin & Rocksby, Phil. Mag. 15, 1933, Phil. Mag. 16, 1933.
27. Meyer & Schmidt, Zs. f. technische Physik № 3, 1932.
28. Benjamin, Cosgrove & Warren, Journ. JEE. 80, № 484, 1937.
29. Heinze & Wagener, Zeitschrift f. techn. Phys. № 12, 1936.
30. A. Gehrts, Zs. f. techn. Physik, № 7, 1930.
31. A. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) 135, p. 487, 1932.
32. Р. Фаулер, Ж. Э. и Т. Ф. 3, стр. 1, 1933 г.
33. Т. Козляковская, доклад на III Всесоюзной конференции по полупроводникам, май 1934 г.
34. Г. Тягунов, "Светотехника" № 4, 1934.

ФОТОЭЛЕМЕНТЫ**А. ВАКУУМНЫЕ ФОТОЭЛЕМЕНТЫ**

Вакуумные фотоэлементы весьма просты по своей конструкции; они состоят из фотокатода и анода, собирающего электроны, вышедшие с поверхности катода. Вследствие малой величины фототоков и, следовательно, отсутствия влияния про-



Фиг. 1. Вакуумные фотоэлементы.

странственного заряда на характеристики фотоэлемента форма, размеры и расположение их электродов практически определяются только условиями их изготовления и эксплуатации. На фиг. 1 приведены фотографии различных вакуумных фотоэлементов, разработанных в ВЭИ. Характеристики и свойства этих

фотоэлементов рассмотрены в статье о фотоэффekte и о вторичной эмиссии с сложных поверхностей.

В. ГАЗОНАПОЛНЕННЫЕ ФОТОЭЛЕМЕНТЫ

Идея усиления фототока внутри фотоэлемента при помощи разряда в газе была предложена Столетовым. В настоящее время этот метод усиления фототока внутри фотоэлемента широко применяется для практических целей. Для усиления фототока в фотоэлементе используется несамостоятельный разряд в газе. Коэффициентом усиления в данном случае называется отношение всего тока i , проходящего через фотоэлемент, к фотоэлектронному току с катода: $K = \frac{i}{i_0}$. Следуя теории Таунсенда, величину K можно выразить через параметры, определяющие газонаполненный фотоэлемент. Предположим, что под действием света, падающего на фотоэлемент, с поверхности его катода в единицу времени выходят n_0 электронов. Если при этом приложенная к фотоэлементу разность потенциалов достаточно для того, чтобы вызвать ионизацию газа в нем, то вообще число электронов, выходящих с поверхности катода, будет больше n_0 . Увеличение числа электронов происходит вследствие следующих причин. Положительные ионы, образующиеся в разряде и приходящие к поверхности катода, могут освобождать электроны. Пренебрегая в условиях разряда в фотоэлементе ионизацией ударами положительных ионов, можно определить число электронов, освобождаемых ионами с поверхности катода, как $n\gamma(e^{\alpha d} - 1)$, где γ — коэффициент поверхностной ионизации, выражающий число электронов, освобождаемых одним ионом из катода; α — число пар зарядов, образуемых электроном при прохождении им в разрядном промежутке пути в 1 см. Далее, метастабильные атомы, образующиеся в разрядном промежутке, могут также освобождать электроны из катода. Число метастабильных атомов, возникающих в фотоэлементе, можно выразить произведением количества электронов, выходящих с поверхности катода, на некоторую функцию от разности потенциалов, приложенной к фотоэлементу, и от произведения давления p на расстояние d между его электродами $F(U, p \cdot d)$. Если каждый метастабильный атом освобождает η электронов с поверхности катода, то общее число электронов, освобожденное метастабильными атомами, будет равно $\eta n F(U, p \cdot d)$. Освобождение электронов из катода фотоэлемента происходит, наконец, вследствие излучения возбужденных атомов газа и излучения, возникающего благодаря рекомбинации ионов с электронами. Таким образом число электронов, освобождаемых с катода в результате свечения газа в самом фотоэлементе, можно представить в виде $n \sum \eta_i f_i(U, p \cdot d)$, где η_i — число электронов, освобождаемых одним фотоном с энергией $h\nu_i$, и $f_i(U, p \cdot d)$ — число этих фотонов, образуемых одним электроном, вышедшим с поверхности катода. На основании изложенного число электро-

нов, покидающих поверхность катода в единицу времени, будет

$$n = n_0 + n\gamma(e^{ad} - 1) - n\theta F(U, p \cdot d) - \sum \eta_i f_i(U, p \cdot d). \quad (1)$$

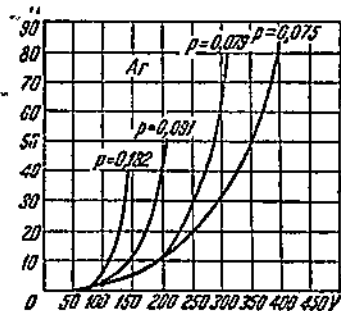
Умножая обе части этого равенства на ee^{ad} , где e — заряд электрона, и принимая во внимание, что $ne^{ad} = i$, а $n_0e = i_0$, находим следующее выражение для коэффициента усиления:

$$K = \frac{i}{i_0} = \frac{e^{ad}}{1 - \gamma(e^{ad} - 1) - n\theta F(U, p \cdot d) - n \sum \eta_i f_i(U, p \cdot d)}. \quad (2)$$

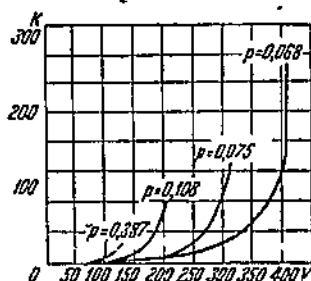
Как известно, e^{ad} является функцией pd и U , а именно

$$e^{ad} = e^{pd e - \frac{N_0 U p d}{U}},$$

где N_0 и U — величины постоянные для данного газа; коэффициенты γ , θ и η зависят от работы выхода ϕ электронов с катода, причем все они возрастают с уменьшением ϕ . Таким образом коэффициент усиления согласно выражению (2) определяется величинами U , pd и ϕ . К сожалению, величины γ , θ , η , $F(U, pd)$, $f_i(U, pd)$ в большинстве случаев неизвестны, что не дает воз-



Фиг. 2. Влияние давления газа на коэффициент усиления фотоэлемента с плоскими электродами.



Фиг. 3. Влияние давления газа на коэффициент усиления фотоэлемента с цилиндрическими электродами.

можности определить при помощи данного выражения оптимальные условия для усиления фототока при помощи разряда в газе. Однако из этого выражения вытекает, что в общем случае вид кривой, выражающей зависимость K от разности потенциалов, приложенной к фотоэлементу, определяется расположением и формой его электродов, давлением газа, природой газа и работой выхода электронов с поверхности катода. Экспериментальные кривые, дающие представление об изменении K при изменении давления газа в фотоэлементах с плоскими и цилиндрическими электродами, приведены соответственно на фиг. 2 и 3 [1]. Давления газа указаны в мм Hg у каждой кривой. В качестве анода в цилиндрическом фотоэлементе служила никелиновая

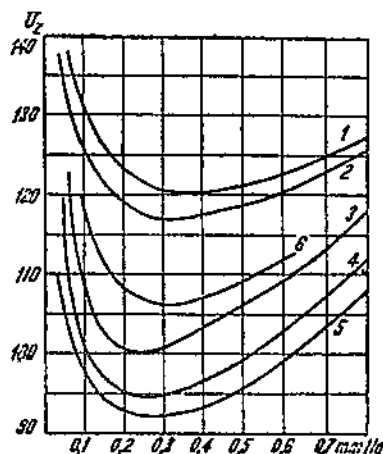
проволока, расположенная по оси цилиндра. Эти фотоэлементы имели несенсибилизированные калиевые катоды и были наполнены аргоном. Кривые показывают, что максимальные коэффициенты усиления (определяемые точками, служащими окончаниями кривых) у цилиндрического фотоэлемента больше, чем у плоского. При уменьшении давления газа ниже давления, соответствующего минимуму потенциала зажигания, и увеличения разности потенциалов на электродах K увеличивается. Этим обычно пользуются на практике. Числовые значения K , приведенные на фиг. 2 и 3, относятся к чисто калиевым малочувствительным катодам [1]. Увеличение чувствительности катода, т. е. уменьшение его работы выхода, приводит к уменьшению потенциала появления самостоятельного разряда. Это непосредственно вытекает из равенства (2), так как в нем коэффициенты γ , θ , η при этом возрастают. Порядок величины изменения потенциала появления самостоятельного разряда определяют кривые Пашена (фиг. 4), снятые с одного и того же фотоэлемента при различных чувствительностях его катода¹. По оси ординат здесь отложены потенциалы U_z появления самостоятельного разряда, а по оси абсцисс — давление газа в фотоэлементе. Изменения чувствительности катода производились посредством последовательной сенсибилизации калия кислородом. Фотоэлемент наполнялся аргоном. Чувствительности катодов, соответствующие кривым 1, 2, 3, 4, 5 и 6, относятся, как 1 : 2 : 4 : 8 : 13 : 11. Наибольшее изменение потенциала получается в минимуме U_z , и оно равно 38 В при изменении чувствительности катода в 13 раз. Для цезиевого катода, имеющего чувствительность $23 \cdot 10^{-6}$ А/лм, т. е. почти в десять раз большую, чем у калиевого катода, обработанного кислородом, минимум U_z получает еще меньшее значение, а именно 72 В. Таким образом, чтобы получить большой коэффициент усиления, приходится фотоэлементы наполнять газом до малого давления, например, при обычном кольцевом аноде до 0,01—0,05 мм Нг. При этом все же, как показывает опыт, для высокочувствительных цезиевых катодов порядка $40—50 \cdot 10^{-6}$ А/лм не удастся получить $K > 10$. При указанных давлениях в фотоэлементах обычных размеров величинами θ и η в равенстве (2) можно пренебречь, $e^{a d}$ становится тоже малой величиной и усиление фототока получается таким образом благодаря вырыванию электронов положительными ионами при ударе о катод. Кроме уменьшения K в этом случае вследствие ударов положительных ионами происходит разрушение катода, приводящее к потере чувствительности фотоэлемента. Далее, как будет показано ниже, поверхностная ионизация влечет за собой увеличение инерции и шумов, даваемых фотоэлементом.

Получить сравнительно большой коэффициент усиления (около 20) в газонаполненном цезиевом фотоэлементе и одновременно уменьшить его шумы удалось впервые Патину соответствующим

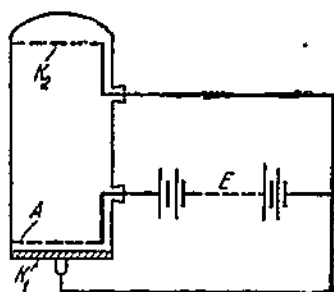
¹ Кривые взяты из диссертационной работы Ю. И. Луньковой.

расположением анода. В своей конструкции фотоэлемента он создал сильное поле у анода, одновременно ослабив его у катода, что можно сделать, например, в цилиндрическом фотоэлементе, если в качестве анода применить тонкую проволоку и расположить ее по оси цилиндра. В результате этого ему удалось уменьшить γ , увеличив одновременно другие факторы, вызывающие ионизацию. На основании изложенного выше можно ожидать увеличения K в газонаполненных фотоэлементах с цезиевым катодом, если в нем тем или иным способом уменьшить поверхностную ионизацию. Уменьшить поверхностную ионизацию можно введением в фотоэлемент третьего электрода с большей работой выхода, чем у цезиевого катода. Расположение этого электрода и потенциал на нем выбираются таким образом, чтобы большая часть ионов из разряда попадала на него. Одно-

шей работой выхода, чем у цезиевого катода. Расположение этого электрода и потенциал на нем выбираются таким образом, чтобы большая часть ионов из разряда попадала на него. Одно-



Фиг. 4. Кривые Пашена при различной чувствительности фотокатода.



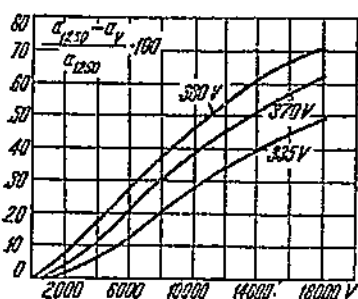
Фиг. 5. Фотоэлемент с дополнительным электродом, служащим для отвода ионов.

из возможных расположений третьего электрода, удовлетворяющее данному требованию, и схема включения фотоэлемента приведены на фиг. 5, где K_1 — фотокатод; A — анод; K_2 — дополнительный электрод, служащий для отведения положительных ионов от поверхности фотокатода [2]. Анод A , представляющий собой сетку, расположен очень близко от поверхности катода. При указанном способе включения фотоэлемента и при таком давлении газа в нем, при котором ионизация между K_1 и A отсутствует, все положительные ионы, образующиеся в пространстве AK_2 , будут собираться на сетке K_2 и, следовательно, светочувствительный катод не будет подвергаться электронной бомбардировке [2].

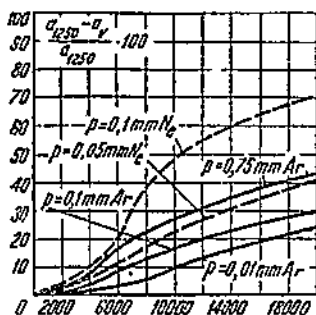
Инерция в газонаполненных фотоэлементах

О величине инерции в газонаполненном фотоэлементе обычно судят по величине амплитуды переменного тока, возникающего в цепи фотоэлемента при освещении его переменным

светом. В качестве модулятора света обычно используется или приводимый во вращение электродвигателем диск с отверстиями на его периферии, позволяющий получать синусоидально меняющийся луч света, или конденсатор Керра. Измеряя амплитуду переменного тока в цепи фотоэлемента при различных частотах изменения падающего на фотоэлемент светового потока, можно судить о величине инерции по уменьшению амплитуды этого тока с увеличением частоты изменения светового потока. Из сравнения инерции газонаполненных фотоэлементов с цезиевыми и калиевыми катодами для одинаковых K видно, что она тем больше, чем меньше работа выхода электронов с поверхности катода, т. е. чем чувствительнее катод. Из приведенных на фиг. 6 кривых, характеризующих инерцию в фотоэлементе, при различных потенциалах, приложенных к его электродам, непосредственно видно, что чем больше разность потенциалов на



Фиг. 6. Инерция фотоэлементов при различных разностях потенциалов между электродами.

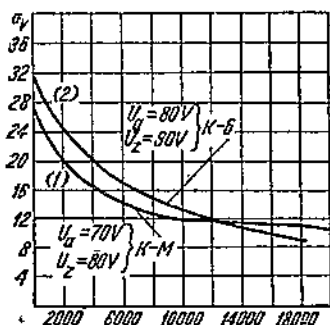


Фиг. 7. Инерция фотоэлемента при различных давлениях газа (неона и аргона).

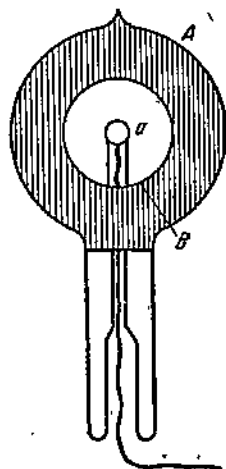
электродах фотоэлемента, тем больше при прочих равных условиях его инерция. По оси ординат на фиг. 6 отложено выраженное в процентах уменьшение амплитуды переменного тока, по оси абсцисс — частота модуляции светового потока, падающего на фотоэлемент. Кривые инерции на фиг. 6 сняты со сферического фотоэлемента ($d = 55$ mm). В центре фотоэлемента помещалось кольцо диаметром 25 mm, служившее анодом.

Влияние давления газа в фотоэлементе определяется кривыми, приведенными на фиг. 7. Кривые ясно показывают, что с увеличением давления газа инерция в фотоэлементе возрастает. Эти кривые даны в тех же координатах, что и кривые на фиг. 6, и сняты также со сферических фотоэлементов. Все эти фотоэлементы имели одинаковые размеры и одинаковый цезиевый катод. Сравнение приведенных на той же характеристике инерций для фотоэлементов, наполненных неоном и аргоном, подтверждает зависимость инерции от природы газа; при этом оказывается, что наименьшую инерцию имеют фотоэлементы, наполненные аргоном. Влияние формы электрического поля на инер-

цию фотоэлемента можно видеть из характеристик, приведенных на фиг. 8. Эти характеристики были сняты с фотоэлемента, состоящего из двух сфер A и B , из которых последняя, как показано на фиг. 9, помещалась внутри первой. Вся поверхность внутренней и внешней сферы, за исключением окна для пропускания в фотоэлемент света, покрывалась светочувствительным слоем; фотоэлемент был наполнен аргоном до давления 0,4 mm Hg. Первая кривая характеризует инерцию фотоэлемента, когда его катодом является внутренняя сфера. Обе кривые были сняты при разности потенциалов на фотоэлементе на 10—12 V меньше потенциала появления самостоятельного разряда. В данном случае по оси ординат отложена амплитуда переменного тока, а по оси абсцисс — частота ν . На фиг. 10 при-



Фиг. 8. Инерция фотоэлемента при различной форме поля между электродами.



Фиг. 9. Фотоэлемент с двумя катодами.

ведены характеристики инерции для фотоэлемента с передвижным анодом в тех же координатах, что и в предыдущем случае. Этот фотоэлемент имел плоские электроды и был наполнен неоном до 0,75 mm Hg. Кривая 1 снята при расстоянии между катодом и анодом $d = 30$ mm; кривая 2 — при $d = 60$ mm. Напряжение на фотоэлементе при снятии обеих кривых было на 17—20 V меньше потенциала появления самостоятельного разряда. Кривые, характеризующие зависимость инерции от величины тока с поверхности катода, приведены на фиг. 11. Кривая 1 снята при вдвое большей силе света, чем кривая 2. На основании приведенных результатов, особенно, если учесть возрастание инерции с увеличением расстояния между электродами и при увеличении давления газа, приходится считать, что в основном инерция определяется временем пролета иона между электродами [3]. Если не принимать во внимание влияния пространственных зарядов при несамостоятельном разряде в фотоэлементе, то для низких частот и синусоидального изменения светового потока, па-

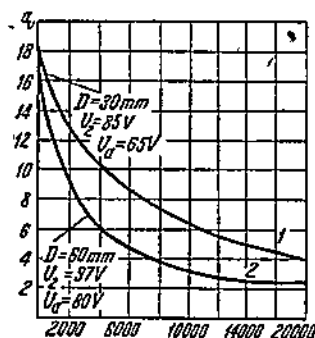
дающего на фотоэлемент, можно получить простое выражение, определяющее величину инерции. При выводе этого выражения пренебрегается временем пролета электрона между электродами и предполагается, что все ионы идут от катода.

Полагая

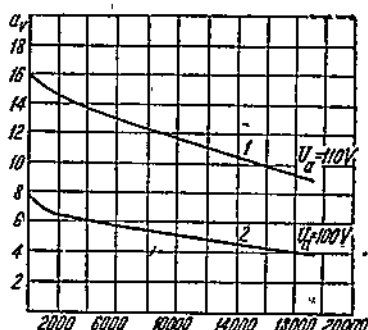
$$\Phi = \Phi_0 \left(1 + \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t \right),$$

где Φ_0 — амплитуда силы света, а T — период колебания светового потока и, принимая во внимание, что фототок пропорционален интенсивности света, можно написать для электронного тока $[i(t)]$ с катода следующее выражение:

$$i(t) = i_0 \left(1 + \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t \right),$$



Фиг. 10. Инерция фотоэлемента при различных расстояниях между электродами.



Фиг. 11. Инерция фотоэлемента при разных фототоках с катода.

где i_0 — амплитуда фототока. Ток электронов на анод согласно теории Таунсенда будет:

$$I_{A_0} = i_0 \left(1 + \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t \right) \cdot e^{\alpha d}.$$

В результате этого тока через время τ после момента вылета первой партии электронов к катоду придут:

$$i_0 \left(1 + \sin \frac{2\pi}{T} t \right) (e^{\alpha d} - 1)$$

положительных ионов, которые освободят из него

$$\gamma i_0 \left(1 + \sin \frac{2\pi}{T} t \right) (e^{\alpha d} - 1)$$

новых электронов. Так как эти новые электроны выходят из катода позже первых на время τ , то для созданного ими тока на анод можно написать следующее выражение:

$$I_{A_1} = i_0 e^{\alpha d} \left[1 + \sin \frac{2\pi}{T} (t - \tau) \right] \gamma (e^{\alpha d} - 1).$$

Аналогичные выражения получаются для электронных токов на анод, вызванных третьей и четвертой и т. д. партией электронов, вырывааемых из катода в результате первого тока электронов, освобождаемых светом. Отсюда можно написать выражение для всего электронного тока в следующем виде:

$$I_A = i_0 e^{ax} \left\{ \sum_0^{\infty} n \gamma^n (e^{ax} - 1)^n + \sum_0^{\infty} n \gamma^n (e^{ax} - 1) \sin \frac{2\pi}{T} (t - n\tau) \right\}$$

или, суммируя ряд и полагая $\gamma(e^{ax} - 1) = q$, находим:

$$I_A = i_0 e^{ax} \left[\frac{1}{1-q} + \sin \frac{2\pi}{T} t \frac{1 - q \cos \frac{2\pi}{T} \tau}{1 - 2q \cos \frac{2\pi}{T} \tau + q^2} - \cos \frac{2\pi}{T} t \frac{q \sin \frac{2\pi}{T} \tau}{1 - 2q \cos \frac{2\pi}{T} \tau + q^2} \right]$$

Для низких частот модуляции светового потока, при которых инерция становится уже заметной, $\frac{2\pi}{T} \tau = \omega$ можно считать малой величиной и положить $\sin \omega \tau = \omega \tau$ и $\cos \omega \tau = 1 - \frac{1}{2} \omega^2 \tau^2$; подстановка этих значений $\sin \omega \tau$ и $\cos \omega \tau$ в последнее выражение дает:

$$I_A = \frac{i_0 e^{ax}}{1-q} \left\{ 1 + \frac{\sin(\omega t - \varphi)}{\left[1 + \frac{q}{(1-q^2)} \omega^2 \tau^2 \right]^{1/2}} \right\}$$

Амплитуда переменной составляющей тока в цепи фотоэлемента будет определяться следующим равенством:

$$i_a = \frac{i_0 e^{ax}}{[(1-q)^2 + q \omega^2 \tau^2]^{1/2}} \quad (3)$$

Хотя вид кривой инерции, вычисленной из выражения (3), и совпадает с полученной экспериментально, однако сделать точную проверку этого выражения невозможно, так как γ и a для давлений газа, применяемых в фотоэлементах, в большинстве случаев неизвестны. Кроме того, при выводе уравнений (1) и (2) не принималось во внимание влияние пространственного заряда на распределение электрического поля в фотоэлементе и освобождение электронов метастабильными атомами. Эти явления увеличивают инерцию фотоэлемента. Очевидно большую инерцию фотоэлементов, наполненных неоном и гелием, по сравнению с фотоэлементами, наполненными аргоном, можно приписать существованию при разряде в неооне и гелии метастабильных атомов с большой продолжительностью жизни, и, если принять во внимание, что метастабильные атомы возникают при движе-

нии каждой лавины электронов, становится понятным появление инерции в этих газах даже при очень низких частотах. Из выражения (3) вытекает, что амплитуда переменной составляющей тока для данной частоты ω зависит только от ионизационного нарастания $q = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$ и времени пролета иона τ между электродами фотоэлемента. Уменьшение этих величин влечет за собой уменьшение инерции. Как вытекает из выражения,

$$K = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)},$$

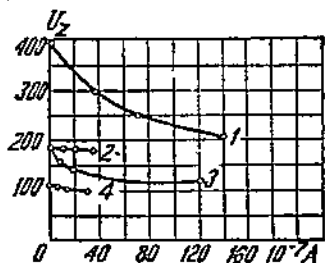
получающегося из формулы при $\vartheta = \eta = 0$, не изменяя K , ионизационное нарастание можно уменьшить, уменьшая γ и одновременно соответствующим образом увеличивая α , так как при $\gamma = 0$, $q = 0$ и инерция газонаполненного фотоэлемента становится минимальной. Практически это можно осуществить, как указывалось выше, посредством отведения положительных ионов от катода на дополнительный электрод, имеющий большую работу выхода и, следовательно, малую γ . Уменьшение γ приводит также к увеличению потенциала появления самостоятельного разряда в газе, что дает возможность увеличивать рабочее напряжение на фотоэлементе и таким образом увеличивать α .

Приведенные ниже экспериментальные данные (фиг. 18), полностью подтверждают эти выводы, сделанные на основании рассмотренной теории инерции газонаполненных фотоэлементов.

Влияние электронного тока с катода на потенциал появления самостоятельного разряда в газе

Из теории Таунсенда вытекает, что потенциал U_z появления самостоятельного разряда ни при каких условиях не должен зависеть от электронного тока i_0 с катода [см., например, выражение (2)]; в действительности же эта зависимость наблюдается во многих случаях. Это противоречие между теорией и результатами эксперимента объясняется тем, что в теории Таунсенда не учитывается влияние пространственных зарядов, изменяющих распределение поля в разрядном промежутке при несамостоятельном разряде [4]. Все измерения U_z при различных i_0 подтверждают высказанное предположение и из них также следует, что влияние пространственного заряда, главным образом, сказывается на изменении величины γ . Для иллюстрации данного предположения на фиг. 12 приведены кривые, выражающие зависимость потенциала появления самостоятельного разряда от величины фототока с поверхности катода для фотоэлемента, имеющего показанный на фиг. 9 вид. Внешняя сфера этого фотоэлемента имела диаметр 55 мм, а внутренняя — 10 мм. По оси ординат этих характеристик отложены потенциалы появления самостоятельного разряда U_z , а по оси абсцисс — величины фототока. Кривые 1 и 2 снимались при давлении неона в фотоэлементе $p = 0,265$ мм Hg, 3 и 4 — при $p = 0,89$ мм Hg. Далее, 1 и 3 показывают зависимость U_z от величины фототока с поверхно-

сти внешней сферы, а кривые 2 и 4 — с поверхности внутренней сферы. Из этих кривых следует, что зависимость U_z от I_0 наиболее резко выражена тогда, когда напряженность поля у катода, создаваемая разностью потенциалов, приложенной к фотоэлементу, значительно меньше по сравнению с напряженностью поля у анода и, следовательно, влияние пространственного заряда на напряженность поля у катода в процентном отношении будет больше. Кроме того, как известно, U_z становится независимым от I_0 при больших давлениях газа, когда значение γ не оказывает существенного влияния на величину U_z [5], а это в свою очередь служит опять подтверждением того, что изменение поля, вызываемое пространственными зарядами, в нашем случае в основном изменяет только γ . Количественная оценка степени влияния рассматриваемого пространственного заряда на потенциал появления самостоятельности разряда в газе по порядку величины совпадает с полученной из экспериментов.



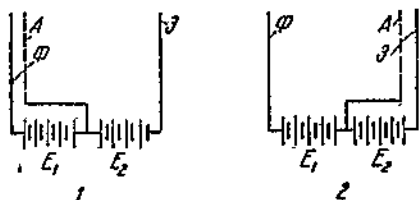
Фиг. 12. Зависимость потенциала появления самостоятельного разряда от величины фототока с поверхности катода.

С. ФОТОЭЛЕМЕНТЫ С УСИЛЕНИЕМ ФОТОТОКА ПРИ ПОМОЩИ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ И НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

Усиление фототока в фотоэлементе с кислородно-цезиевым фотокатодом при помощи вторичной эмиссии или при помощи самостоятельного разряда в газе для разности потенциалов на фотоэлементе 200—250 В дает коэффициент усиления не больше 10. Совмещение обоих методов усиления позволяет при данной разности потенциалов на фотоэлементе увеличить K .

При осуществлении данного метода усиления фототока можно сделать фотоэлементы с двумя принципиально различными расположениями электродов. Рассмотрим эти расположения электродов и схему включения (фиг. 13). В первом случае, когда расстояние d_1 между фотокатодом K и анодом A значительно меньше расстояния d_2 между анодом A и электродом $\mathcal{E}_1$ ($d_1 \ll d_2$) и пространство между электродами наполнено газом до давления p , при котором средняя длина свободного пробега электрона $\lambda > d_1$, ионизация газа будет практически происходить в пространстве $A-\mathcal{E}$. При $E_2 > E_1$, например, $E_2 - E_1 = 200$ В в грубых чертах процесс усиления фототока можно представить следующим образом. Фотоэлектроны, вышедшие с поверхности катода K_1 , совершают колебания около сетки A . Смещение их в область $A-\mathcal{E}$ значительно больше по сравнению со смещением их в области K_1-A и, следовательно, большинство положительных ионов возникает в области $A-\mathcal{E}$. Эти положительные ионы собираются на электроде $\mathcal{E}$. Ударяясь об

электрод Э, положительные ионы освобождают из него электроны, которые при таком распределении потенциалов на электродах попадают на катод K и вызывают с него вторичную эмиссию электронов. При $E_2 < E_1$, вторичная эмиссия электронов, вследствие ударов электронов может возникнуть только с поверхности Э. Для данного распределения потенциалов наибольшее число электронов будет ударяться о поверхность Э при расположении электродов, приведенном на фиг. 14, где $d_2 \ll d_1$ и давление газа p такое, при котором средняя длина свободного пути электрона $\lambda > d_2$. Последнее утверждение вытекает из того, что при всех других расположениях электродов часть электронов, возникшая вследствие ионизации в пространстве $A-E$, будет двигаться в противоположную от электрода Э сторону и не сможет удариться об его поверхность. Кроме того, второе расположение электродов и второе распределение потенциалов ($E_2 < E_1$) являются, по всей вероятности, единственными условиями, позволяющими получить большой коэффициент усиления при помощи рассматриваемого метода внутреннего усиления фототока. Приводимое ниже сопоставление процессов ионизации, протекающих при первом и втором расположении электродов, может служить подтверждением вышесказанного предположения.

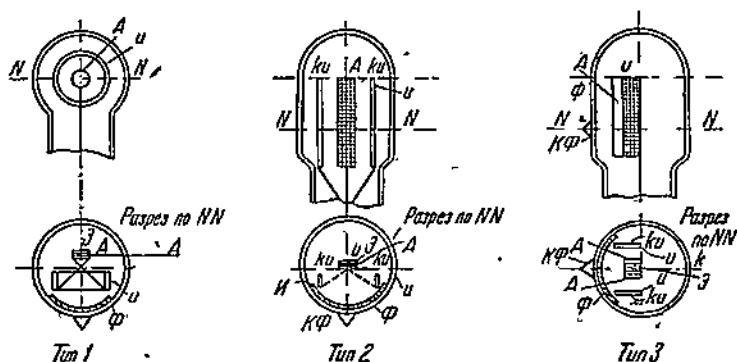


Фиг. 13. Расположение электродов и схема включения фотоэлементов, в которых фототок усиливается при помощи несамостоятельного разряда в газе и при помощи вторичной эмиссии электронов.

Как указывалось выше, любые условия ионизации при одинаковом ионизационном нарастании, приводящие к увеличению γ для рабочих потенциалов на фотоэлементе, не превышающих 250 В, будут уменьшать K . Нетрудно видеть, что при $E_2 > E_1$ γ определяется числом электронов, вышедших с поверхности Э при соударении с ней иона, увеличенным во столько раз, сколько выбивает один выбитый положительным ионом электрон при ударе о поверхность K , т. е. в данном случае вторичная эмиссия электронов с K приводит к увеличению γ и, следовательно, к уменьшению K для данной величины ионизационного нарастания. Во втором расположении электродов при $E_2 < E_1$ γ не увеличивается вследствие вторичной эмиссии, вызываемой бомбардировкой электронов, т. е. здесь усиление при помощи вторичной эмиссии электронов будет оказывать минимальное влияние на процессы, происходящие при усилении фототока, в несамостоятельном разряде. На основании изложенного выше исследование одновременного усиления фототока обоими рассматриваемыми методами производилось в конструкциях фотоэлементов, имеющих расположение электродов, приближающееся к типу 2.

На фиг. 14 приведены различные типы конструкций фото-

элементов, с которыми производились измерения. Во всех фотоэлементах кислородно-цезиевый фотокатод Φ располагался на поверхности стеклянной колбы фотоэлемента. Анодом A служила сетка, расположенная очень близко от эмиттора $\mathcal{E}$ вторичных электронов, представляющих собой тоже кислородно-цезиевый катод, изготовленный из посеребренной никелевой пластинки. Четвертый электрод U , расположенный во всех конструкциях фотоэлементов вблизи катода, помещался в фотоэлементе для отведения ионов от фотокатода. Этот электрод в типе 1 делался из никеля и имел форму кольца, а в типах 2 и 3 коллекторами ионов служили две параллельные никелевые

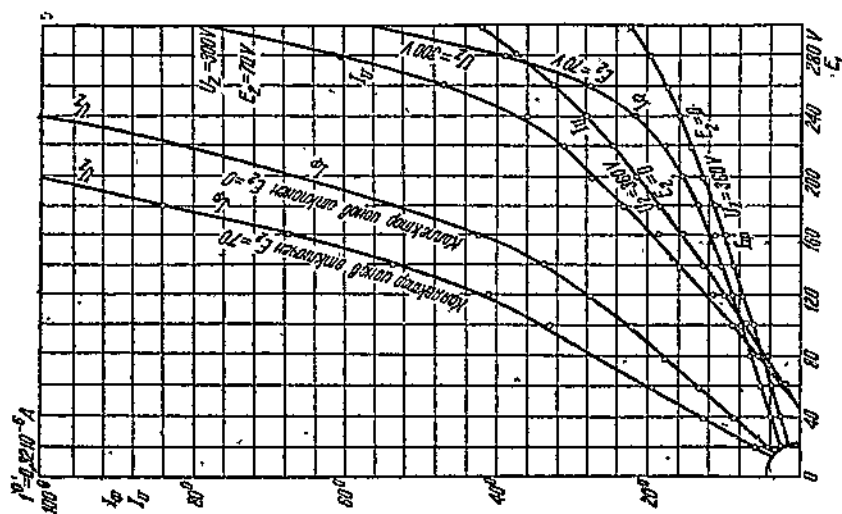


Фиг. 14. Конструкции фотоэлементов с усилением фототока при помощи самостоятельного разряда в газе и вторичной эмиссии электронов.

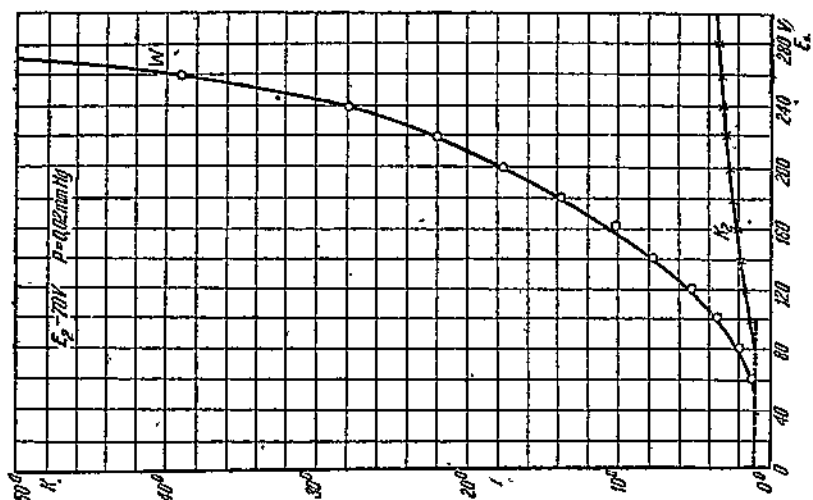
пластинки. На фиг. 15 и 16 приведены кривые, характеризующие зависимость полного коэффициента ω усиления фототока, коэффициента усиления K_2 , фототока при помощи вторичной эмиссии электронов, тока I_ϕ в цепи фотокатода и тока I_n в цепи коллектора ионов от разности потенциалов E_1 между фотокатодом K и анодом A . Разность потенциалов E_2 между анодом и эмиттором вторичных электронов, а также давление (p) аргона в фотоэлементах были экспериментально подобраны так, что W имел максимальное значение при изменении E_1 в указанных на чертежах пределах. Приведенные кривые относятся к фотоэлементу первого типа, так как для него получались наибольшие значения W и I_ϕ .

Кривые, выражающие зависимость I_ϕ и I_n (фиг. 17) от E_1 , показывают, что, например при $E_1 = 240$ V наибольшее значение $\frac{I_n}{I_\phi}$ имеют при давлении p аргона в 0,02 mm Hg. При более высоких давлениях, для которых на чертежах не приведены кривые, потенциал возникновения самостоятельного разряда становится меньше 300 V и, следовательно, фотоэлемент при 240 V будет работать неустойчиво.

На фиг. 18 приведены кривые, характеризующие инерцию фотоэлемента типа 1. По оси ординат здесь отложена в процентах амплитуда a_v переменного тока, возникающего в фото-



фиг. 16. Характеристики тока I_ϕ и I_n при включенном и выключенном коллекторе ионов.



фиг. 15. Характеристики полного коэффициента усиления W и коэффициента усиления K_2 при помощи вторичной эмиссии электронов.

элементе, а по оси абсцисс — частота прерывания светового потока в Hz. За 100% принималась амплитуда a_v , соответствующая частоте прерывания светового потока $\nu = 3000$ Hz. Кривая 1 снята при включенном коллекторе ионов $E_1 = 240$ V, $E_2 = 0$ и $\omega = 6,8$ ($U_z = 360$ V), кривая 2 снята при включенном коллекторе ионов $E = 240$ V, $E_2 = 70$ V и $\omega = 28$ ($U_z = 300$ V); кривая 3 — при отключенном коллекторе ионов $E_1 = 140$ V, $E_2 = 70$ V и $\omega = 13,7$ ($U_z = 200$ V) и кривая 4 — при включенном коллекторе ионов $E_1 = 240$ V, $E_2 = 30$ V и $\omega = 12,2$ ($U_z = 380$ V).

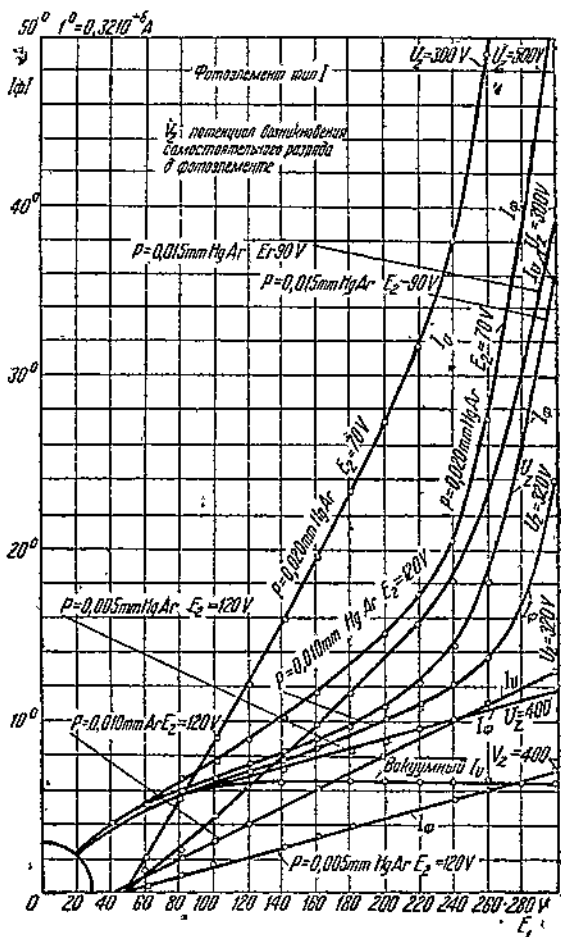
Таким образом, совмещая усиление фототока при помощи самостоятельного разряда с усилением при помощи вторичной эмиссии электронов, удастся при разности потенциалов на фотоэлементе 250 В получить коэффициент усиления в фотоэлементе с кислородно-цезиевым фотокатодом около 30.

Введение коллектора ионов в газонаполненный фотоэлемент позволяет уменьшить γ и тем самым увеличить коэффициент усиления и уменьшить инерцию, а также шумы, что подтверждается экспериментальными данными, частично приведенными выше [6].

Д. ФОТОЭЛЕМЕНТЫ С МНОГОКАСКАДНЫМ УСИЛЕНИЕМ ФОТОТОКА ПРИ ПОМОЩИ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ

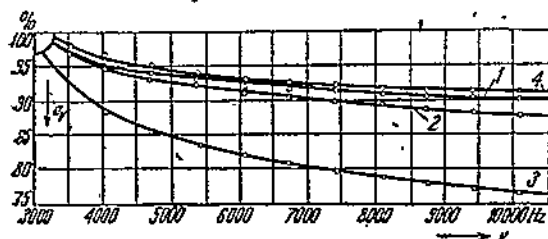
Внутреннее усиление фототока при помощи вторичной эмиссии электронов обладает рядом преимуществ по сравнению с внешним усилением при помощи электронных ламп. Эти преимущества заключаются в том, что само усилительное устройство становится значительно проще и отпадают искажения, вносимые элементами контура лампового усилителя. В настоящее время предложены различные электронно-оптические системы, позволяющие осуществить многокаскадное усиление фототока при помощи вторичной эмиссии электронов. При многокаскадном

усилении тока с помощью вторичной эмиссии электронов необходим электронный поток, вышедший с данного эмиттора, направлять на следующий эмиттор. Для направления электронных потоков в многокаскадных усилителях можно использовать магнитные поля, соответственно расположенные между эмитторами



Фиг. 17. Характеристики I_0 и I_u в зависимости от E_2 .

вторичных электронов сетки с заданными на них потенциалами и, наконец, можно придать такую форму эмитторам, при которой электроны с одного эмиттора будут почти полностью переходить на другой. Применение для направления электронных потоков в многокаскадном электронном усилителе магнитного поля, правда, упрощает в некоторых случаях конструкцию этого усилителя, но вместе с тем создает дополнительную деталь к этому усилителю, а именно, постоянный магнит. Прилагать постоянный магнит к массовому электровакуумному прибору, как, например, фотоэлементу, по нашему мнению, нецелесообразно, поэтому мы не разрабатывали многокаскадные фотоэлементы с магнитным полем.

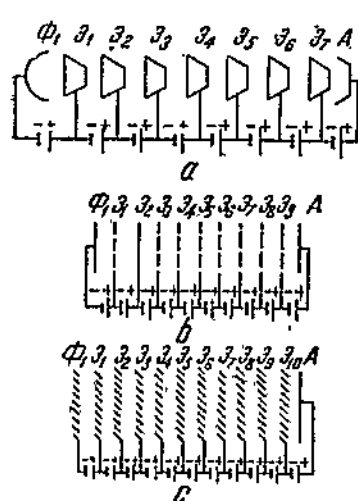


Фиг. 18. Характеристики инерции.

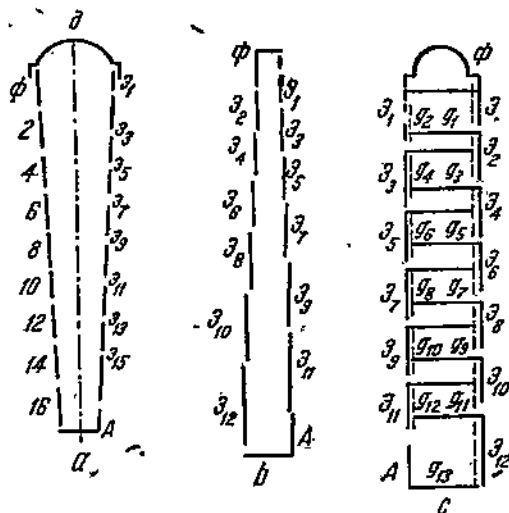
дается специальная форма, встречаются при своем практическом осуществлении ряд затруднений, а именно, они получаются или слишком больших габаритов или обработка их эмитторов ока-

разно, поэтому мы не разрабатывали многокаскадные фотоэлементы с магнитным полем.

Конструкции многокаскадных электронных усилителей, в которых для исследования электронных потоков эмитторам при-



Фиг. 19. Схематический вид электронных усилителей.



Фиг. 20. Схематический вид электронных усилителей.

зывается очень сложной. Схематический вид существующих электронных усилителей данного типа приведен на фиг. 19, где а — электронный усилитель с эмитторами, имеющими форму усеченных конусов; б — электронный усилитель, в котором эмитторами служат сетки; в — электронный усилитель с эмитто-

рами, сделанными в виде жалюзи. Конусный усилитель а, разработанный в ВЭИ в 1935 г., дает удовлетворительное усиление тока только при больших размерах электронного усилителя, что нежелательно в практическом использовании. Для изготовления двух остальных электронных усилителей требуется специальная форма эмитторов вторичных электронов, которую не для всех сложных поверхностей, излучающих вторичные электроны, можно осуществить. Наибольшее затруднение в данном случае возникает при обработке поверхностей этих эмитторов парами цезия и особенно парами бария или магния.

Предложенные нами электронные усилители, в которых для направления электронных потоков применяются сетки, приведены на фиг. 20. Усилитель а состоит из фотокатода Φ , анода А, направляющей электроны сетки g и плоских пластин $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots, \mathcal{E}_n$, представляющих собой эмитторы вторичных электронов. Данный усилитель, если соответствующим образом подобрать размеры пластин и расстояние между ними, можно заменить несодержащим сетку усилителем б.

Однако усилитель б, как выяснилось из исследования его характеристик, обладает большим рассеянием электронов. Более совершенная конструкция электронного усилителя получается, если в усилителе б перед каждым эмиттором поставить сетку, соединенную с эмиттором последующим по отношению к тому, перед которым расположена эта сетка. Схематический вид такого электронного усилителя с сетками $g_1, g_2, g_3, \dots, g_n$ перед эмитторами приведен на фиг. 20, с. Эти электронные усилители являются по нашему мнению наиболее простыми и удобными для обработки их эмитторов. В ВЭИ в основном производилось исследование данного вида электронных усилителей [7].

Размеры, число и расположение электродов в многокаскадном электронном усилителе

При движении электронного пучка в электродном усилителе обычно не все электроны, вышедшие с предыдущего эмиттора, попадают на следующий эмиттор; часть из них возвращается обратно на излучающий эти электроны эмиттор, часть электронов оседает на более далеких эмитторах, а также на сетках. На этом основании средний коэффициент усиления одного эмиттора $K=f_1(v)$ при данной скорости первичных электронов меньше величины $\delta=f(v)$, определяющей при этой же скорости первичных электронов отношение вторичного тока к первичному для сложной поверхности, которую имеют данные эмитторы. Назовем отношение $P=\frac{K}{\delta}$ при одинаковой скорости первичных

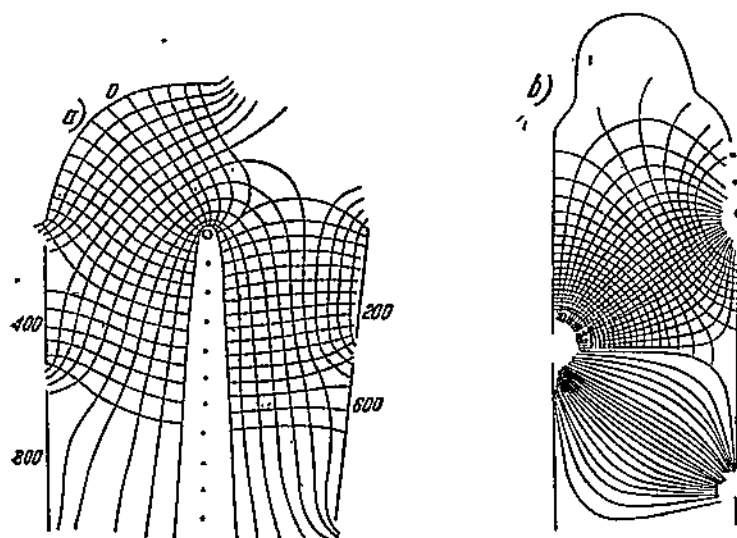
электронов коэффициентом прохождения электронов в электронном усилителе. Очевидно, что для совершенной конструкции электронного усилителя $P=1$ при данном рабочем потенциале на нем. Величину P для данной формы, расположения и размеров эмитторов можно заранее определить из траекторий

электронов, проходимых ими в электронном усилителе при переходе с одного эмиттора на другой. Зная траектории электронов, вышедших из различных точек катода, легко сообразить, как следует изменять расположение и размеры эмитторов, чтобы P имело наибольшее значение. После изменения расположения и размеров эмитторов опять определяют траектории электронов и, сообразуясь с ними, производят более точную установку эмитторов. Таким образом повторяя несколько раз определение траектории электронов и производя при этом соответствующее изменение в расположении и размерах эмитторов, можно достигнуть для P значения, близкого к единице. Построить траектории электронов в электронном усилителе можно аналитическим путем, исходя из уравнения движения электронов. Однако для этих вычислений необходимо иметь выражение, определяющее потенциал U в различных точках пространства, пролетаемого электронами в электронном усилителе. Последнее выражение в существующих видах электронных усилителей получить с достаточной точностью не представляется возможным. Это обстоятельство заставило на практике пользоваться экспериментальным методом для определения эквипотенциальных поверхностей в электронных усилителях.

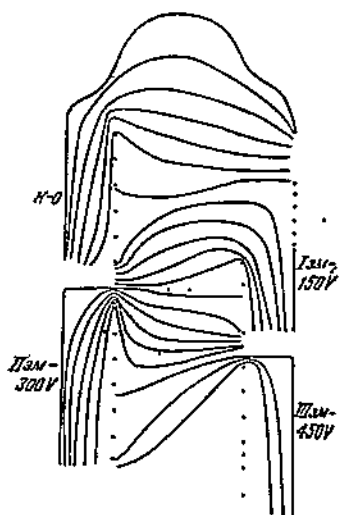
Известно, что электролитическое поле, создаваемое в ванне с электролитом между моделями электродов, совершенно аналогично электростатическому полю изучаемого прибора, так как потенциалы φ этих полей удовлетворяют одному и тому же уравнению $\nabla^2 \varphi = 0$. Для определения кривых равного потенциала в электронном усилителе увеличенная модель его электродов помещается в ванну с водой. На электроды этой модели накладываются потенциалы, соответствующие потенциалам в электронном усилителе. Таким образом в ванне создается то же распределение электрического поля, что и в электронном усилителе. Зондом, включенным в среднюю цепь мостика, питающего схему, определяются отдельные точки равного потенциала и затем пантографом наносятся на бумагу. По полученным поверхностям равного потенциала графическим способом строятся силовые линии электрического поля. Следует отметить, что данный метод разработки электронного усилителя требует много времени и не совсем точен, так как в нем не учитывается влияние пространственного заряда электронов, что безусловно отразится на их траекториях, расположенных около последних каскадов электронного усилителя.

На фиг. 21 представлено распределение силовых и эквипотенциальных линий электрического поля в электронных усилителях типа a и b ; на фиг. 22 — в электронном усилителе типа c ; при этом фигура характеризует часть усилителя, прилегающую к первому эмиттору, а фиг. 23 — среднюю часть его. Как трудно видеть на фиг. 21, в конструкции электронного усилителя типа b имеются части поверхностей эмитторов, где вторичные электроны попадают в тормозящее поле и, следовательно, оседают на данном эмитторе. В конструкциях a и c

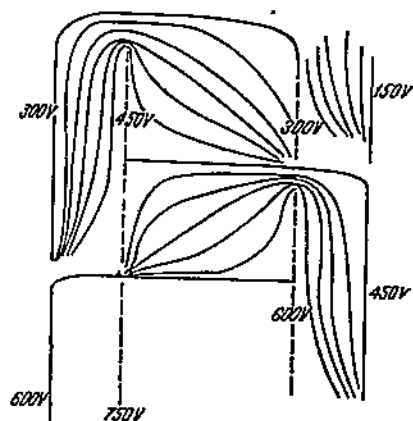
электронного усилителя (фиг. 22), вторичные электроны, выходящие из любых точек поверхности эмитторов, всегда попадают



Фиг. 21. Распределение силовых и эквипотенциальных линий электрического поля в электронных усилителях типа *a* и *b*.



Фиг. 22. Распределение эквипотенциальных линий электрического поля в электронном усилителе типа *c*.



Фиг. 23. Распределение эквипотенциальных линий электрического поля в электронном усилителе типа *c*.

в ускоряющее поле, созданное сетками, расположенными перед этими эмитторами, и таким образом в этой конструкции рассеяние электронов эмитторами отсутствует. Кроме того, в усилителе *c* при ударе электронов о сетки они могут быть поглощены

сеткой только в том случае, если удар электрона произошел о поверхность сетки, обращенную к эмиттору, так как только в этом случае электроны попадают в тормозящее поле, что уменьшает рассеяние электронов сетками по сравнению с рассеянием другими аналогичными конструкциями электронных усилителей.

Поглощение электронов при прохождении их через сетку, как известно, зависит от величины ячеек, диаметра проволоки сетки, а также от потенциала сетки. В условиях работы электронных усилителей сетками задаются такие потенциалы, при которых коэффициент поглощения электронов, как было установлено нами, приблизительно равняется отношению площади, закрываемой проволоками сетки, к площади плоскости, занимаемой сеткой, т. е. практически не превышает 1—2%. Таким образом применение сеток для направления электронных потоков позволяет создать конструкции электронных усилителей с ничтожным рассеянием электронов.

Исходя из приведенных картин распределения эквипотенциальных поверхностей в рассматриваемых конструкциях электронных усилителей, можно приблизительно найти расположение и размеры электродов на основании элементарных расчетов.

В случае усилителя типа *a* весьма приближенно можно считать, что на электрон, вышедший с первого эмиттора, между этим эмиттором ε_1 и сеткой g в направлении, перпендикулярном эмиттору, действует ускоряющая сила $F_{1\perp} = \frac{U - U_0}{\frac{d_1}{2}} \cdot e$. В про-

странстве между сеткой и вторым эмиттором ε_2 на электрон будет действовать тормозящая сила

$$F_{2\perp} = \frac{U - 2U_0}{\frac{d_2}{2}} \cdot e,$$

где U — потенциал сетки;

U_0 — разность потенциалов между каскадами;

d_1 — удвоенное расстояние между первым эмиттором и сеткой;

d_2 — удвоенное расстояние между вторым эмиттором и сеткой.

В направлении, параллельном эмиттору, величина действующей на электрон силы $F_{1\perp}$ будет равна $F_{1\parallel} = \frac{eU}{d_e}$, где d_e — длина всего электронного усилителя. Нетрудно видеть, что

$$\frac{d_1}{2} = \frac{K(U - U_0)}{d_1} \cdot t_1^2,$$

и

$$\frac{d_2}{2} = \frac{K(U - 2U_0)}{d_2} \cdot t_2^2,$$

где K — постоянная, определяющая отношение заряда электрона

к массе. Следовательно, T — время одного пролета между электродами будет:

$$T = t_1 + t_2 = \frac{d_1}{\sqrt{2K(U+U_0)}} + \frac{d_2}{\sqrt{2K(U-2U_0)}} \approx d_1 \sqrt{\frac{2}{KU}},$$

так как в нашем случае $U_0 \ll U$ и величиной U_0 можно пренебречь. В течение времени T смещение электрона в направлении y , которое можно принять в нашей конструкции за половину длины l эмиттора, будет

$$\frac{l}{2} = \frac{kUd_1^2}{d_2KU} \quad \text{или} \quad l = 2 \frac{d_1^2}{d_2}.$$

Пользуясь полученным выражением, можно вычислить, например, d_1 при данных l и d_2 ; пусть длина первого эмиттора $l = 6$ мм и длина всего электронного усилителя $d_2 = 75$ мм, находим: $d_1 = 15$ мм. Совершенно так же для длины последнего эмиттора получаем следующее выражение:

$$l_n \approx \frac{3}{2} \frac{U}{U_0} \frac{d_1^2}{d_2} \approx \frac{3}{2} n \frac{d_1^2}{d_2},$$

так как $\frac{U}{U_0} = n$, где n — число каскадов электронного усилителя.

Для мультипликатора, рассматриваемого в предыдущем примере, при длине последнего электрода $l_n = 14$ мм, находим, что $d = 7$ мм. В электронном усилителе без направляющей сетки g аналогичным путем для времени T пролета электрона получаем выражение

$$T = d_1 \sqrt{\frac{2}{KU_0}},$$

и следовательно,

$$l = \frac{2d_1^2U}{d_2U_0} = \frac{2d_1^2}{d_2} \cdot n.$$

Расстояние d_1' между первым эмиттором $l_1 = 10$ мм и катодом и d_1'' — расстояние между последним эмиттором $l_n = 20$ мм и анодом электронного усилителя соответственно будут следующие: $d_1' \approx 6,5$ мм и $d_1'' \approx 9,5$ мм.

Определив d_1' и d_1'' , строят каркас из палочек изолятора, например стекла. На этих каркасах размещаются эмитторы, длина которых с увеличением номера эмиттора постепенно делается больше, но так, чтобы она лежала в пределах от l_1 до l_n . Построенные на основании приведенных выше приближенных расчетов электронные усилители очень близко совпадают по своим размерам и расположению электродов с электронными усилителями, размеры и расположение электродов которых подобраны экспериментальным путем.

Приведенное выше расположение эквипотенциальных линий в электронном усилителе с дает основание при приближенном

расчете движения электрона между его сетками принять, что в пространстве между эмиттором и сеткой на электроны действует сила, перпендикулярная к поверхности эмиттора, в пространстве между сетками — две силы: одна — перпендикулярная к поверхности эмиттора, а другая — параллельная ей. Если общее напряжение на электронном усилителе, имеющем n каскадов усиления, будет U_0 , тогда электрон, приходящий к сетке, будет иметь скорость.

$$v = \sqrt{\frac{2eU_0}{mn}}.$$

Пространство между сетками d в направлении, перпендикулярном плоскости эмитторов, электрон пройдет за время t , определяемое из следующего выражения:

$$d = \sqrt{\frac{2eU_0}{mn}} t_1 + \frac{eU_0}{2dmn} t_1^2, \quad (4)$$

где m — масса и e — заряд электрона. Если принять приближенно, что в направлении, параллельном эмиттору, на электрон действует равномерное поле, напряженность которого равна $\frac{2eU_0}{mdn}$, тогда время, затраченное электроном на прохождение пути, равного половине длины эмиттора $\frac{l}{2}$, будет определяться из следующего выражения:

$$\frac{l}{2} = \frac{2eU_0}{m \ln} \cdot t_2^2. \quad (5)$$

Для правильной работы электронного усилителя необходимо, чтобы $t_1 = t_2$. Исключая на этом основании t из равенств (4) и (5), найдем для d следующее выражение:

$$d = \frac{1}{2} l (1 + \sqrt{2}).$$

Определенная из данного выражения величина d близко совпадает с установленной экспериментально величиной, соответствующей максимальному коэффициенту усиления K электронного усилителя типа а.

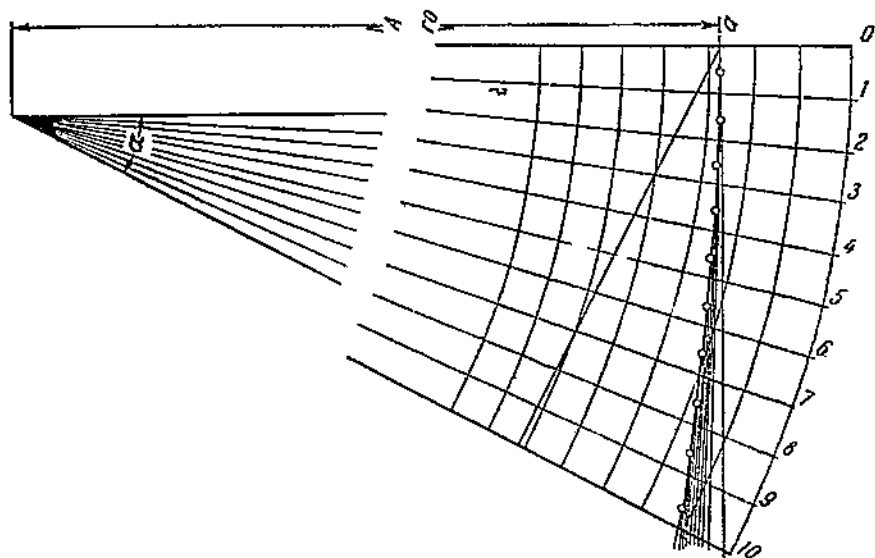
Например, в разработанной нами конструкции электронного усилителя высота эмитторов 8 мм, а расстояние между сетками 8—9 мм.

Для того чтобы получить конструкцию электронного усилителя типа а с малым коэффициентом рассеяния P , происходящим вследствие поглощения электронов сеткой, необходимо в этом электронном усилителе эмитторы поставить под углом к направлению сетки так, чтобы электроны, выходящие из различных точек эмиттора, имели составляющую скорости в направлении, параллельном сетке.

Как нетрудно видеть, при расположении эмитторов парал-

тельно сетке или так, как они расположены на фиг. 22, электроны, выходящие с верхних частей эмитторов, пройдя сетку, попадают в тормозящее поле эмиттора с меньшим потенциалом по отношению к эмиттору, из которого они вышли. В этих условиях электроны начинают совершать колебания около сетки, что приводит к заметному поглощению их сеткой.

Угол наклона эмиттора, необходимый для получения соответствующего параллельного сетке смещения электрона, можно определить следующим образом. Рассмотрим движение электрона в электрическом поле двух расположенных, как указано на фиг. 23 а, под углом α друг к другу плоских электродов А



Фиг. 23а.

и В. Пусть плоскость А, соответствующая эмиттору, имеет потенциал нуль, а плоскость В, соответствующая сетке, — потенциал U .

В данном случае эквипотенциальные поверхности электрического поля располагаются по радиусам окружности, имеющей центр в вершине угла α , а силовые линии будут представлять собой окружности, проведенные из того же центра.

Для определения смещения в направлении радиуса r электрона, вышедшего из точки а, отстоящей от вершины угла на расстоянии l_0 , составим функцию L Лагранжа:

$$L = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) - \left(U - \frac{U\varphi}{\alpha} \right) l,$$

где φ и r — текущие координаты электрона.

Из уравнений Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial L}{\partial q} = 0$$

находим:

$$\frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}^2) = \frac{U_L}{m} = b \quad \text{и} \quad \dot{r} = r\dot{\varphi}^2.$$

Принимая во внимание начальные условия задачи: при $t=0$, $\varphi=0$, $\dot{\varphi}=0$ и $r=r_0$, ищем решение этих уравнений в виде степенных рядов. Полагая приближенно $r=r_0+r_1t+r_2t^2+r_3t^3+r_4t^4$ и $\varphi=\varphi_2t^2$, в результате вычислений находим:

$$\varphi = \frac{b_0}{2r_0} t^2; \quad r = r_0 + \frac{b^2}{12r_0^3} t^4.$$

Исключая время, получаем уравнение траектории электрона

$$r = r_0 \left(1 + \frac{\varphi^2}{3}\right). \quad (5)$$

Для углов φ , не превышающих 30° , данное решение с достаточной степенью точности (погрешность получается порядка 1%) дает значение угла φ для заданного смещения электрона. На

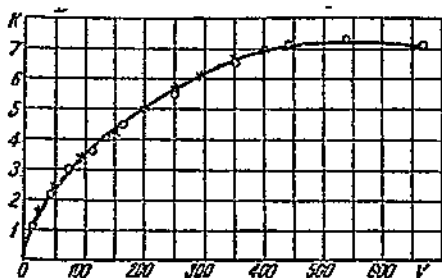
фиг. 23а траектория электрона построена также известным графическим методом.

Следует отметить, что при расположении эмитторов в трубке наклонно они не должны подходить к сетке ближе соответствующей им эквипотенциальной линии. В противном случае получающееся искажение электрического поля в усилителе нарушает его работу.

Если при проектировании фотоэлемента в электронном усилителе задается полное питающее его напряжение U_n , то можно

определить число каскадов электронного усилителя, соответствующее наибольшему коэффициенту усиления K при заданном напряжении U_n .

Коэффициент усиления одного каскада электронного усилителя данной конструкции зависит только от разности потенциалов между каскадами U , т. е. $K=f(U)$. Для кислородно-цезиевых поверхностей, применяющихся в настоящее время в технике в качестве эмитторов вторичных электронов, K с достаточной степенью точности определяется следующим выражением: $K=av^{1/2}$ где a — постоянная. Данное выражение, как видно из приведенной на фиг. 24 кривой, точки которой соответствуют экспериментальным значениям K для кислородно-цезиевого эмиттора, а крестики — вычисленным, хорошо подтверждается на опыте.



Фиг. 24. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от скорости первичных электронов для кислородно-цезиевого эмиттора, изготовленного на посеребренной никелевой пластинке.

Коэффициент усиления электронного усилителя $K = k^n = (aU^{\frac{1}{2}})^n$ при n каскадов в нем и полном напряжении U_n определяется следующим равенством:

$$K = \left[a \left(\frac{U}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^n, \text{ так как } v = \frac{U_n}{n}.$$

Отсюда нетрудно определить, что максимальное значение K будет при $n = \frac{a^2 U_n}{e}$, где e — основание натуральных логарифмов.

Например, при $U_n = 2000$ В, что часто применяется на практике, получаем, определяя a из кривой, приведенной на фиг. 24, $n = 60$. Такое большое число каскадов в настоящее время на практике неосуществимо. Кроме того, в современных конструкциях многокаскадных фотоэлементов при большом числе n и, следовательно, малой разности потенциалов между каскадами образующийся в электронном усилителе пространственный заряд нарушает уже при малых выходных токах пропорциональность между световым потоком, падающим на фотоэлемент, и величиной выходного тока.

Если I_0 будет интегральная чувствительность фотокатода многокаскадного фотоэлемента, тогда интегральная чувствительность этого фотоэлемента A определится следующим равенством:

$$A = I_0 K = I_0 a^n \left(\frac{U_{полн}}{n} \right)^{\frac{n}{2}}.$$

Пользуясь приведенным выражением для n , K и A , можно показать, что многокаскадные электронные усилители с 16 каскадами и с коэффициентом рассеяния электронов на каждом каскаде, равным 10%, могут давать коэффициент усиления K около 70 000 при общем напряжении U_n , не превышающем 600 В. Эти электроны с усилителем изготавливаются с эмитторами, для которых значение $a = 0,37$, т. е. равно величине, получающейся из кривой, определяющей вторичную эмиссию с кислородно-цезиевой поверхности среднего качества. Чувствительность фотоэлемента с данным электронным усилителем при чувствительности его катода всего лишь в $1 \mu\text{A/lm}$ и рабочем напряжении 700 В достигает $0,7 \text{ A/lm}$. Этот расчет и послужил основанием для создания конструкции фотоэлемента, предназначенного для звукового кино, характеристики которого приведены ниже. Данные расчеты показывают, что имеются все основания для создания фотоэлементов с чувствительностью не ниже 1 A/lm при напряжении на фотоэлементе, не превышающем 500 В, что представляет большую практическую ценность.

Теперь определим зависимость к. п. д. γ электронного усилителя от разности потенциалов, наложенной между его каскадами. Если W — мощность первичного пучка электронов, уда-

ряющихся о данный эмиттор, а W_1 — мощность, расходуемая на получение вторичных электронов, то к. п. д. γ определится из следующего выражения:

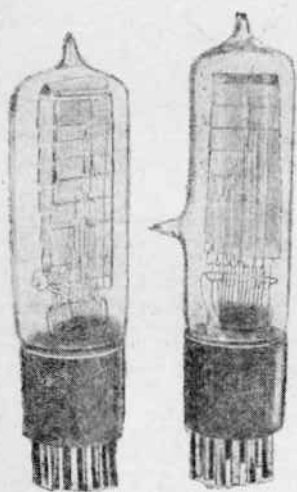
$$\gamma = \frac{W_1}{W} = \frac{i_{am} \cdot v_{am}}{i_{nep} \cdot v_{nep}}, \quad (6)$$

где i_{nep} и v_{nep} — ток и скорость первичных электронов, а i_{am} и v_{am} — ток и средняя скорость вторичных электронов. Заменяя i_{am} выражением $i_{am} = i_{nep} \cdot \alpha v^{\frac{1}{2}}$, находим $\gamma = \frac{v_{am}}{\alpha v^{\frac{1}{2}}}$.

Как известно (см. выше), средняя скорость вторичных электронов почти не зависит от скорости первичных электронов и, следовательно, выражение для γ показывает, что γ увеличивается с уменьшением v . Таким образом, приближение числа каскадов в электронном усилителе к n_{opt} , не только приводит к увеличению K — коэффициента усиления электронного усилителя, но также и увеличивает коэффициент γ его полезного действия. Следует отметить, что γ для цезиевых эмитторов в лучшем случае равна 10%.

Свойства многокаскадного электронного усилителя

Сконструированные нами фотоэлементы с многокаскадными электронными усилителями системы a , b и c показаны на фиг. 25.



Фиг. 25. Фотоэлементы с многокаскадными электронными усилителями.

Чувствительность фотоэлементов (a и c), изготовленных с кислородно-цезиевыми эмитторами, при 12 каскадах усиления и общем рабочем напряжении на фотоэлементе в 2000 V, для разных образцов лежала в пределах от 0,25 до 5 A/lm. Чаще всего получались фотоэлементы с чувствительностью от 0,5 до 1,5 A/lm. Фотоэлементы типа c , как правило, имели большую чувствительность по сравнению с фотоэлементами типа a .

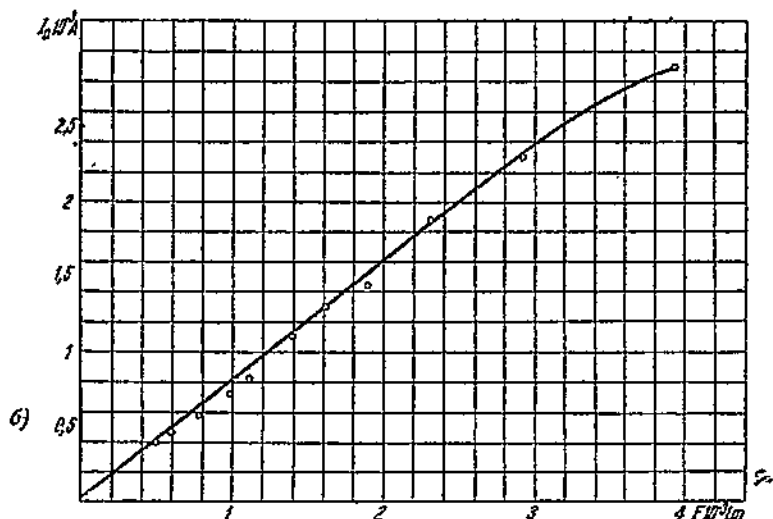
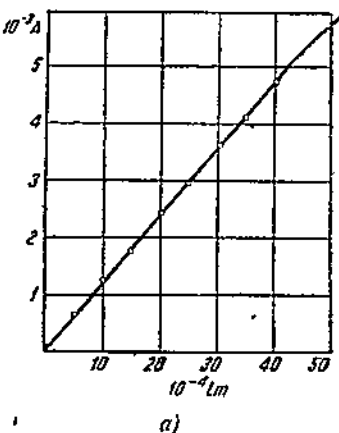
Характеристики фотоэлемента конструкции c , имеющего электронный усилитель с 12 каскадами усиления, приведены на фиг. 26, a и 27.

Характеристики низковольтного фотоэлемента с 16-каскадным усилителем конструкции a приведены на фиг. 26, b и 28, где по оси абсцисс отложен световой поток в люменах и по оси ординат — выходной ток i_a . Характе-

ристика на фиг. 26 a определялась при общем напряжении на фотоэлементе 2000 V, а характеристика на фиг. 26 b — 750 V.

Следует отметить, что прямолинейность световой характеристики фотоэлементов конструкций а и с с 12 каскадами усиления сохраняется до анодных токов, превышающих 5 мА. Световая характеристика фотоэлемента типа а с 16 каскадами остается прямолинейной только в пределах анодного тока от 0 до 2,5 мА. Чувствительность последних фотоэлементов при 750 V общего напряжения на фотоэлементе для различных образцов лежит в пределах от 0,25 до 1 А/лм.

При равномерном распределении напряжения на всех электродах фотоэлементов рассматриваемых типов получаются почти одинаковые коэффициенты усиления на каждом каскаде, если, конечно, при этом эмитторы вторичных электронов обработаны достаточно равномерно.

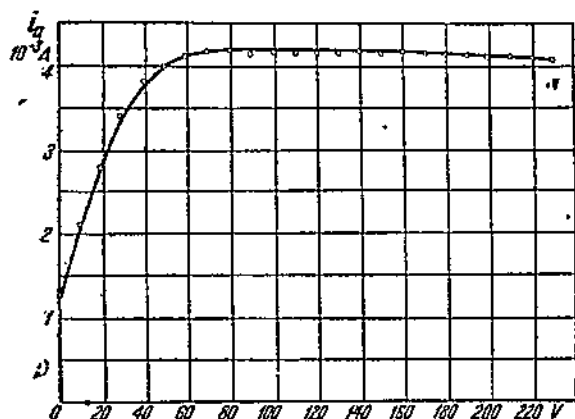


Фиг. 26. Световая характеристика фотоэлемента: а — с 12-каскадным и б — с 16-каскадным электронным усилителем.

На фиг. 27 и 28 приведены кривые, характеризующие зависимость анодного тока фотоэлемента I_a от разности потенциалов U_a между анодом и последним эмиттором вторичных электронов.

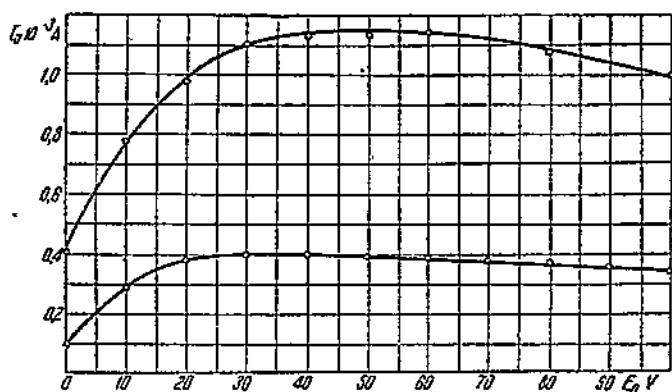
Анодные характеристики обоих электронных усилителей имеют широкую прямолинейную часть, параллельную оси абсцисс, и, следовательно, полностью удовлетворяют требованиям эксплуатации фотоэлементов, например, в звуковом кино.

На фиг. 29 и 30 приведены кривые, выражающие зависимость анодного тока при постоянном световом потоке, падающем на катод фотоэлемента, от величины общего напряжения, приложенного к нему.



Фиг. 27. Характеристика анодного тока в зависимости от анодного напряжения фотоэлемента с 12-каскадным электронным усилителем.

На фиг. 30 кроме сплошной кривой, характеризующей анодный ток при постоянном световом потоке в зависимости от раз-



Фиг. 28. Характеристика анодного тока в зависимости от анодного напряжения фотоэлемента с 16-каскадным электронным усилителем.

ности потенциалов в фотоэлементе с 16-каскадным электронным усилителем, приведена пунктирная кривая, выражающая зависимость темнового тока в этом фотоэлементе от приложенной к нему разности потенциалов. Для этой кривой по оси ординат приведен специальный масштаб в микроамперах.

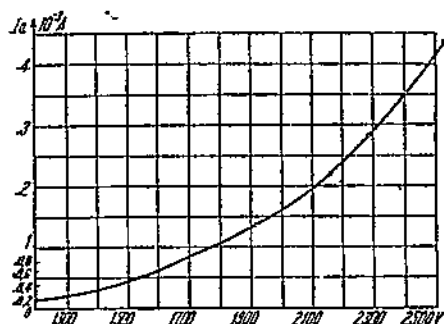
Последние характеристики, как указывалось выше, определяются равенством:

$$I_n = I_0 \left[a \left(\frac{v_n}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^n = \frac{I_0 a^n}{n^n} \cdot U_n^{\frac{n}{2}},$$

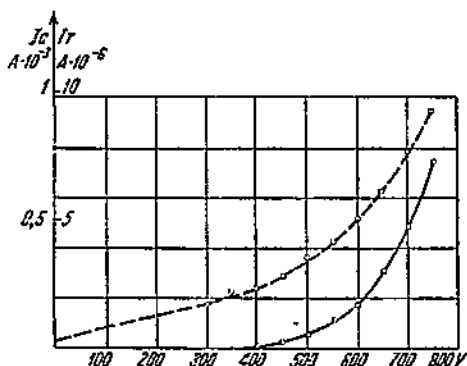
где I_0 — фототок с поверхности катода, возникающий при том освещении, при котором снималась данная характеристика. $I_0 = cF$, где F — световой поток, падающий на поверхность катода. I_0 , a и n от напряжения не зависят и для данного фотоэлемента являются постоянными величинами. Таким образом, полагая $\frac{I_0 a^n}{n^n} = A$, выражение I_n можно представить в следующем виде:

$$I_A = A \cdot U_n^{\frac{n}{2}}.$$

Характеристики ток — напряжение при питании фотоэлемента от источника с постоянным напряжением (фиг. 31) в определенных



Фиг. 29. Характеристика анодного тока в зависимости от общего напряжения на фотоэлементе для фотоэлемента с 12-каскадным электронным усилителем.



Фиг. 30. Характеристика анодного тока в зависимости от общего напряжения на фотоэлементе для фотоэлемента с 16-катодным электронным усилителем.

пределах значений U_n с достаточной степенью точности следуют этому выражению. При питании фотоэлемента переменным напряжением $U = U_A \cos \omega t$ I_A будет определяться следующим равенством:

$$I_A = A \cdot U_A^{\frac{n}{2}} \cos^{\frac{n}{2}} \omega t.$$

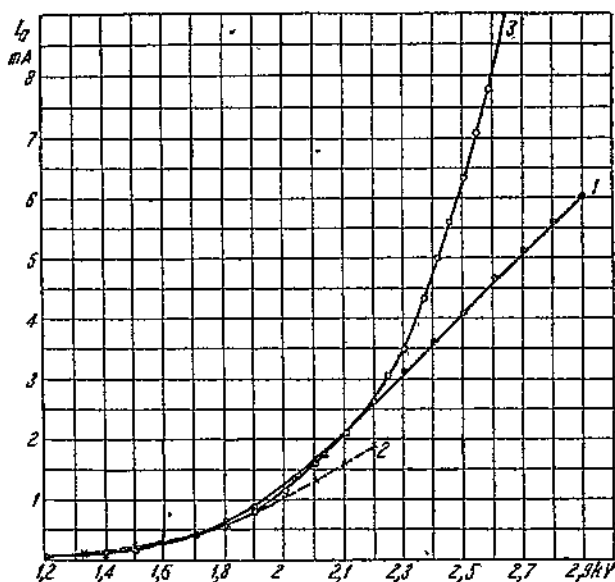
При измерении анодного тока фотоэлемента электромагнитным миллиамперметром, измеряющим среднее значение переменного тока I_{op} , и при измерении напряжения электростатическим вольтметром, определяющим эффективное значение напряжения $U_{эфф}$, для удобства сравнения вычисленных величин анодного

тока с полученными путем измерений, выражение можно заменить следующим равенством:

$$I_{cp} = A \sqrt{2} U_{n \text{ eff}} \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{\frac{n}{2}} \omega t \cdot dt = A U_{n \text{ eff}}^{\frac{n}{2}} f_1(n), \quad (7)$$

где

$$f_1(n) = \frac{(\sqrt{2})^{\frac{n}{2}}}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{\frac{n}{2}} \omega t d(\omega t).$$



Фиг. 31. Характеристики ток — напряжение многокаскадного фотоэлемента для постоянного и переменного напряжений.

Интеграл вида $\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^p x dx$ вычислен, и его выражения приведены в таблицах. Этот интеграл при p нечетном выражается следующим равенством:

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^p x dx = \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots p-1}{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \dots p},$$

а при p четном равенством:

$$\frac{\pi}{2} \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots p-1}{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots p}.$$

Из сопоставления выражений величины I_A для постоянного и переменного напряжений видно, что $I_{A\text{ пер}}$ отличается от $I_{A\text{ пост}}$ на множитель $f_1(n)$, не зависящий от напряжения и постоянный для данного фотоэлемента. Таким образом характеристики ток — напряжение для постоянного и переменного напряжений в указанных выше координатах не должны совпадать, но должны быть подобны.

Для исследованных в данной работе электронных усилителей с 12 каскадами усиления $f_1(n) > 1$, следовательно, характеристики ток — напряжение для переменного напряжения должны лежать выше аналогичных характеристик для постоянного напряжения.

На фиг. 31 приведены характеристики ток — напряжение, снятые с 12-каскадного фотоэлемента при постоянном напряжении 1 и при переменном напряжении 2, а также кривая 3, вычисленная по формуле $I_n = AU^{\frac{n}{2}}$.

Как видно из приведенной фигуры, характеристики ток — напряжение для переменного напряжения лежат выше характеристик для постоянного напряжения только при малых значениях напряжений, при которых амплитудное значение переменного напряжения не превышает установленного для данного фотоэлемента рабочего постоянного напряжения, и при этом значения I_a при переменном напряжении меньше вычисленных по данной выше формуле. Расхождение экспериментальных данных с вычисленными получается, по всей вероятности, вследствие того, что выражение коэффициента усиления каскада $K = av^{1/2}$, которое было положено в основу вычислений, становится несправедливым при малых и слишком больших v . Кроме того, при расчете не учитывалось влияние пространственного заряда и заряда на стенках колбы фотоэлемента, в значительной степени изменяющих вид характеристик многокаскадных фотоэлементов, особенно при питании их переменным напряжением. Экспериментальные и теоретические кривые (фиг. 31) совпадают до 2 200 В, а затем начинают расходиться. Следовательно, применявшееся

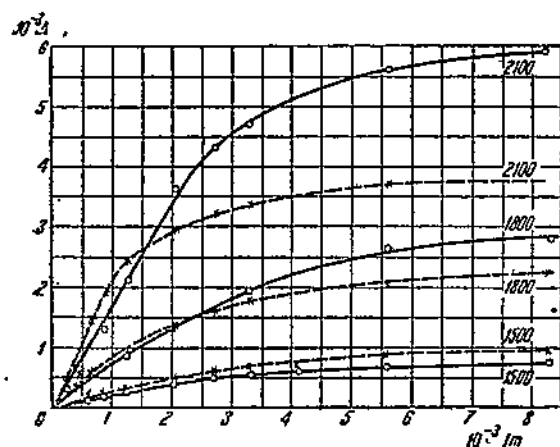
при интегрировании равенство $I = AU^{\frac{n}{2}}$ справедливо в данных фотоэлементах только до напряжений 2 200 В и сравнение экспериментальных результатов с вычисленными можно проводить только до этого значения напряжения. В случае питания данных фотоэлементов переменным напряжением амплитудное значение переменного напряжения достигает уже 2 200 В, когда эффективное напряжение имеет величину 1 600 В. Отсюда нетрудно видеть, что совпадения теоретических кривых ток — напряжение для переменного напряжения с экспериментальными можно ожидать только при эффективных напряжениях, меньших 1 600 В, что и подтверждается приведенными на фиг. 31 кривыми.

На фиг. 32 приведен ряд световых характеристик, снятых при различных постоянных (сплошные кривые) и переменных (пунктирные кривые) напряжениях на фотоэлементе. По оси ординат

данных кривых отложена величина анодного тока, а по оси абсцисс — световой поток F , падающий на поверхность катода фотоэлемента. Нарушение пропорциональности между анодным током и световым потоком происходит в данном случае вследствие влияния пространственного заряда на анодный ток. Как указывалось выше, $I_a = AU^{\frac{n}{2}}$, а напряжение, при котором наступает ток насыщения и прекращается влияние пространственного заряда, определяется по закону Ленгмюра:

$$I = a \left(\frac{U}{n} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Из сравнения этих выражений следует, что ток между окончательными каскадами и между последним каскадом и анодом в фотоэлементе с увеличением общего напряжения на нем возрастает



Фиг. 32. Световые характеристики многокаскадного фотоэлемента на постоянном и переменном напряжениях.

значительно быстрее по сравнению с разностью потенциалов, необходимой для получения тока насыщения между этими электродами. Отсюда непосредственно вытекает, что при увеличении напряжения отклонение от пропорциональности между анодным током и световым потоком будет наступать при меньших световых потоках. Это отклонение при равенстве эффективного переменного напряжения постоянному напряжению наступает для

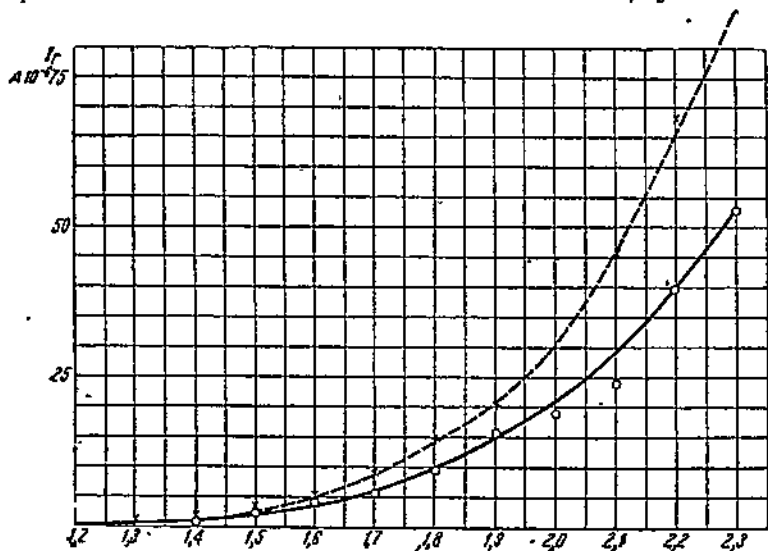
меньших световых потоков в случае питания фотоэлемента переменным напряжением, так как амплитуда переменного напряжения больше амплитуды постоянного. Эти предположения хорошо оправдываются световыми характеристиками, приведенными на фиг. 32.

Приведенная на фиг. 33 характеристика ток — напряжение темнового тока (кривая 1) при переменном напряжении согласно выражению (7) идет выше характеристики (кривая 2) темнового тока при постоянном напряжении. Однако в данном случае экспериментальные значения темнового тока выше вычисленных по формуле (7). Это может быть, во-первых, следствием того, что темновой ток при постоянном напряжении возрастает, не следуя

выражению $i_{т\text{ пост}} = AU^{\frac{n}{2}}$, а быстрее. Действительно, как показывают характеристики темнового тока данных фотоэлементов, возрастание темнового тока при постоянном напряжении идет более круто по сравнению с возрастанием кривой, определяемой

выражением $i_{т} = AU^{\frac{n}{2}}$, и, следовательно, темновой ток при переменном напряжении должен быть больше вычисленного по формуле (7). Отклонение экспериментальных характеристик темного

тока от вычисленных по формуле $i = AU^{\frac{n}{2}}$ свидетельствует о том, что эмиссия электронов с катода и эмитторов, вследствие которой возникает в основном темновой ток, увеличивается



Фиг. 33. Характеристики ток — напряжение темнового тока многокаскадного фотоэлемента на постоянном и переменном напряжениях.

с увеличением напряжения на фотоэлементе. Это, вероятно, происходит вследствие прибавления к термоионной эмиссии при высоких напряжениях электронов, вырванных полем. При переменном напряжении темновой ток может также возрастать в результате подогрева фотокаатода и, следовательно, увеличения термоионной эмиссии с него электронным током при обратной полуволне, т. е. когда катод становится анодом в фотоэлементе и собирает электроны, образованные термоионной эмиссией с эмитторов вторичных электронов. Этот ток, подогревающий фотокаатод, может быть большим, если система электронного усилителя симметрична и эмитторы обладают заметной термоионной эмиссией. Подтверждением последнего предположения служит тот факт, что темновой ток при переменном напряжении всегда больше у фотоэлементов, находившихся в течение неко-

торого времени под нагрузкой, т. е. у которых последние эмитторы имеют более высокую температуру по сравнению с эмитторами фотоэлементов, не работавших перед измерением темнового тока. Кроме того, фотоэлемент с кислородно-цезиевыми эмитторами типа С, построенный с электронным усилителем совершенно симметричной системы, при переменном напряжении имел темновой ток порядка $3 \cdot 10^{-9}$ А, в то время как при постоянном напряжении его темновой ток был меньше $5 \cdot 10^{-6}$ А. При высоком переменном напряжении темновой ток становится очень большим и непостоянным, что приводит к неустойчивому режиму работы фотоэлемента. Резкое возрастание темнового тока при высоком переменном напряжении часто обуславливается разрядами, происходящими между стенками колбы фотоэлемента и его электродами, а также пробоями по поверхности изоляторов, служащих для крепления его электродов.

Минимальный световой сигнал, который можно зарегистрировать фотоэлементом в идеальном случае, определяется, как известно, флуктуациями постоянной слагающей тока i_0 и амплитуды фототока i . По Шоттки, эффективное значение j флуктуаций определяется следующим выражением:

$$j = \sqrt{\frac{(i_0 + i) e}{\tau}} \cdot m,$$

где e — заряд электронов; τ — продолжительность сигнала, равная 1,5 при большом числе каскадов; m — коэффициент, определяющий увеличение флуктуаций вследствие усиления тока при помощи вторичной эмиссии электронов. Величина

$$h = \frac{i}{i_0} = \frac{1}{m} \sqrt{\frac{i^2 \tau}{e (i_0 + i)}}$$

при отчетливом приеме сигнала должна быть равна ~ 20 . В случае цезиевого катода величина i_0 представляет термоионный ток, который при комнатной температуре имеет величину порядка 10^{-10} А с квадратного сантиметра поверхности катода.

Полагая $\tau = \frac{1}{500}$ сек. и чувствительность фотокатода $50 \cdot 10^{-9}$ А/лм, получаем из уравнения (а) для порога чувствительности фотоэлемента $2,5 \cdot 10^{-8}$ лм. Для фотоэлементов, у которых темновой ток при комнатной температуре практически равен нулю $i_0 = 0$, например, у фотоэлементов с кислородно-калиевыми катодами и эмитторами, при чувствительности кислородно-калиевого катода $5 \cdot 10^{-6}$ А/лм порог чувствительности будет $1,5 \cdot 10^{-9}$ лм. Измерения порога чувствительности у описанных выше фотоэлементов вследствие недостаточной изоляции между эмитторами и анодом оказались почти в десять раз больше. Таким образом в отношении порога чувствительности к световым сигналам очень низкой частоты данные фотоэлементы с многокаскадным усилением тока при помощи вторичной эмиссии электронов по сравнению с обычными фотоэлементами никаких преимуществ не дают.

При применении данных фотоэлементов для регистрации световых сигналов звуковой и более высокой частоты, например, в звуковом кино и телевидении, необходимо установить инерцию этих фотоэлементов и шумы, создаваемые ими.

Произведенные исследования инерции описанных выше фотоэлементов показали, что в области частот от 0 до 10^6 Hz они практически не имеют инерции. Наблюдаемое уменьшение на 10% амплитуды переменного тока в этих фотоэлементах при 10^6 Hz по сравнению с амплитудой при 10^3 Hz обуславливается, по всей вероятности, емкостью между анодом и последним эмиттором вторичных электронов у них.

Шумы фотоэлементов с электронным усилителем могут вызываться целым рядом причин: 1) эффектом Шоттки фототока; 2) эффектом Шоттки вторичной эмиссии; 3) эффектом Шоттки термоионной эмиссии; 4) фликер-эффектом; 5) флуктуациями, обусловленными непостоянством утечек анодной цепи; 6) флуктуациями, обусловленными вырыванием электронов с поверхности эмитторов под влиянием высоких потенциалов; 7) флуктуациями от ионизации остатков газа и паров в фотоэлементе; 8) флуктуациями, обусловленными флюоресценцией поверхностей эмитторов внутри фотоэлемента.

Экспериментально установлено, что основными составляющими шумов являются эффекты Шоттки фототока, вторичной эмиссии и термоионного тока. Предполагая, что шум отдельного эмиттора вторичных электронов, вызываемый эффектом Шоттки, усиливается на последующих каскадах точно так же, как усиливается обычный сигнал, Зворыкин, Мортон и Мальтер дали следующую формулу для определения амплитуды шумов i_a :

$$i_a^2 = \frac{m^{2n+1}}{m-1} 2e\Delta f I_0 = \frac{m^{n+1}}{m-1} 2e\Delta f I_a,$$

где m — коэффициент вторичной эмиссии; e — заряд электрона; Δf — полоса частот; n — число каскадов усиления; I_0 — средняя величина тока фотокатода; I_a — средняя величина анодного тока.

Позднее Пирс и Шоклей внесли поправку в приведенную выше формулу для i_a , при выводе которой не учитывались флуктуации коэффициентов вторичной эмиссии m .

Вообще число вторичных электронов g , выбитых одним первичным, может иметь значения 0, 1, 2, 3 и т. д., следовательно, среднеквадратичная разность s^2 между числом вторичных электронов, выбитых одним первичным, вычисленным за весьма короткий промежуток времени, и средним числом вторичных электронов, выбиваемых одним первичным за большой промежуток времени, будет определяться следующим равенством:

$$g^2 - \bar{g}^2 = \delta^2,$$

где $\bar{g} = m$.

Принимая это во внимание, Пирс и Шоклей дали следующее

выражение для амплитуды шумов i_a для фотоэлемента с электронным усилителем, имеющим n каскадов усиления:

$$i_a^2 = \left\{ M^2 i_0^2 + 2e \Delta f I_a M \left(b_1 + \frac{b_2}{m_1} + \dots + \frac{b_n}{m_1 \cdot m_2 \dots m_{n-1}} \right) \right\},$$

где $b = \frac{\partial^2}{m^2}$ и $M = m_1 \cdot m_2 \cdot m_3 \dots m_n$.

Первое слагаемое $M^2 i_0^2$ в данном равенстве представляет собой шотэффект фототока, усиленный всеми последующими каскадами, как обыкновенный сигнал. Первый сомножитель второго слагаемого $2e \Delta f I_a = 2e \Delta f M I_0$ представляет собой шум, вызываемый анодным током, а второй сомножитель

$$M \left(b_1 + \frac{b_2}{m_1} + \frac{b_3}{m_1 m_2} + \dots + \frac{b_n}{m_1 m_2 \dots m_{n-1}} \right),$$

представляет собой сумму помех, вносимых каждым каскадом электронного усилителя в результате флуктуаций m . Если m и b одинаковы для всех каскадов и $mb=1$, формула Пирса и Шоклей совпадет с формулой Зворыкина и др., но предположение о том, что $mb=1$, согласно вычислениям Пирса и Шоклей, приводит к ошибке приблизительно в 20%.

Амплитуда шумов i_a для описанных выше фотоэлементов, вычисленная по формуле Зворыкина для анодного тока $I_a = 1,5 \cdot 10^{-3}$ А, приблизительно равна $2 \cdot 10^{-6}$ А.

Результаты измерений амплитуды шумов при том же анодном токе $I_a = 1,5 \cdot 10^{-3}$ А у десяти фотоэлементов показали, что величина этой амплитуды лежит в пределах от 2,04 до $6,9 \cdot 10^{-6}$ А [6].

Таким образом порядок величин шумов получается совпадающим с шумами, вычисленным по формуле Зворыкина, однако у всех фотоэлементов измеренный уровень шумов выше вычисленного.

Расхождение между экспериментальными и вычисленной величинами обуславливается, по всей вероятности, тем, что при расчете i_a величина m была принята во всех случаях равной 2,7 и не принималась во внимание поправка Пирса и Шоклей.

Темновой ток у большинства описанных выше фотоэлементов с кислородно-цезиевыми электродами имеет величину $10 \cdot 10^{-6}$ А. Полагая, что основной компонентой этого тока является термоионный ток, получаем из вычисления по формуле Зворыкина и др. для полосы частот от 0 до 12 000 Hz значение $i_{am} = 15,7 \times 10^{-8}$ А, представляющее собой амплитуды флуктуаций темнового тока.

Измерения амплитуды шумов i_{am} темнового тока данных фотоэлементов показали, что i_{am} по порядку величины совпадает с вычисленной [7].

Описанные выше свойства электронных усилителей будут, очевидно, в большинстве случаев сохраняться, если кислородно-цезиевые эмитторы заменить в них другими, например, кислородно-магниевыми.

В приведенных выше вычислениях коэффициента общего усиления K и других параметров электронного усилителя при замене одного эмиттора другим необходимо подобрать только выражение для функции f , определяющей коэффициент усиления каскада $K=f(u)$, что, как известно, для небольшого интервала значений скоростей первичных электронов весьма просто можно осуществить подобно тому, как это было сделано для кислородно-цезиевых эмитторов.

Следует отметить, что применение в электронных усилителях эмитторов, например, сурьмяно-цезиевых, магниевого и других, не дающих заметной термоионной эмиссии при комнатной температуре, повышает порог чувствительности этих приборов и улучшает вообще другие их свойства.

Как указывалось выше, $K=A U^{\frac{n}{2}}$ и, следовательно,

$$S_k = \frac{dK}{du} = A_1 U^{\frac{n}{2}-1}$$

т. е. с увеличением числа каскадов S_k становится очень большим, что по понятным причинам представляет неудобства в практических приложениях электронных усилителей.

В случае направления электронных потоков в усилителе магнитным полем легко можно подобрать такие условия, при которых S_k после определенного значения $U_{\text{общ}}$ будет близко к нулю, так как дальнейшее увеличение $U_{\text{общ}}$, увеличивающее коэффициент усиления K каскада, будет увеличивать и рассеяние электронов на каждом каскаде.

В случае электронных усилителей, работающих без магнитного поля, можно тоже, начиная с некоторого значения $U_{\text{общ}}$ сделать F_k близким к нулю, если в данный усилитель ввести рассеивающий электронные потоки дополнительный электрод.

ВЫВОДЫ

Введение в газонаполненный фотоэлемент третьего электрода, отводящего положительные ионы от поверхности катода, увеличивает коэффициент усиления фототока в этом фотоэлементе и улучшает его параметры.

Инерция газонаполненного фотоэлемента, определяемая временем пролета иона между его электродами, уменьшается при отведении ионов на дополнительный электрод с большой работой выхода электронов с его поверхности.

Зависимость потенциала поляжения самостоятельного разряда в фотоэлементе от электронного тока с поверхности катода обуславливается влиянием пространственного заряда, изменяющего напряженность поля у катода.

Усиление фототока внутри фотоэлемента при помощи вторичной эмиссии электронов и несамостоятельного разряда в газе позволяет при одной и той же разности потенциалов на фотоэлементе получить больший коэффициент усиления по сравнению

с коэффициентами усиления, которые получаются для каждого из этих методов усиления в отдельности.

Описанные выше фотоэлементы по нашему мнению имеют более простую и весьма удобную для активировки фотокатода и эмитторов вторичных электронов конструкцию, чем все существующие в настоящее время фотоэлементы с многокаскадным усилением тока при помощи вторичной эмиссии электронов.

Эмитторы вторичных электронов в этих фотоэлементах по сравнению с другими находятся в очень выгодных условиях в отношении рассеяния тепловой энергии и поэтому при прочих равных параметрах фотоэлементов позволяют получать большие анодные токи.

Приведенный в работе приближенный метод расчета конструкции фотоэлемента практически очень точно совпадает с опытными данными и вследствие этого в значительной степени упрощает задачу конструирования фотоэлементов данного вида, имеющих различные размеры.

Определены условия, позволяющие построить низковольтные фотоэлементы с многокаскадным электронным усилителем. В настоящее время построены образцы низковольтных фотоэлементов, которые при рабочем напряжении в 750 В имеют чувствительность порядка 1 А/лм.

Фотоэлементы с многокаскадным электронным усилителем работают устойчиво на переменном напряжении только в том случае, если амплитуда переменного напряжения не превышает рабочего напряжения данного фотоэлемента.

Таким образом чувствительность этих фотоэлементов на переменном напряжении при устойчивой их работе меньше приблизительно в $\frac{2^{n/4}}{f_1(n)}$ раза (где n — число каскадов фотоэлемента и $f_1(n)$ — приведенная в работе функция) чувствительности данных фотоэлементов на постоянном напряжении.

Порог чувствительности фотоэлементов с многокаскадным усилением тока при помощи вторичной эмиссии электронов в специальных конструкциях фотоэлементов, предназначенных для измерения очень малых световых потоков, приблизительно одного и того же порядка, как и в обычных фотоэлементах.

Амплитуда шума, создаваемого фотоэлементом с многокаскадным электронным усилителем, по порядку величины совпадает с вычисленной по формулам, вытекающим из подсчета флуктуации электронных потоков в данном фотоэлементе.

Амплитуда шумов темнового тока данных фотоэлементов по порядку величины тоже совпадает с вычисленной на основании предположения, что весь темновой ток обуславливается термionicной эмиссией с фотокатода.

Практически можно считать, что в фотоэлементах с многокаскадным усилением тока инерция отсутствует до частоты в 10^8 Hz модуляции светового потока, вызывающего переменный ток в фотоэлементе.

Изложенный в настоящей статье анализ свойств многокаскадных усилителей с вторичной эмиссией электронов показывает, что уже в настоящее время имеются все основания для построения очень чувствительных фотоэлементов, работающих при общей разности потенциалов на его электродах, не превышающей 500 V.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. В. Тимофеев и Н. С. Хлебников „Zeitschr. f. Physik“ 72, 658, 1931.
2. Авторские свидетельства Тимофеева, Гольцова и Кварихава №№ 46, 312 (1935 г.); 48885 (1936 г.); 39882 (1934 г.); 51192 (1938 г.).
3. Кварихава И. Ф. и Тимофеев П. В., журнал Техн. физики IV, 1698, 1934 г. „Technical Physics“ VI, 1, 1935.
4. П. В. Тимофеев Журн. Техн. Физики, IV, 1182, 1934 г.
5. Л. J. Neumann. „Proc. Amer. Ac.“ 15, 259, 1929.
6. П. В. Тимофеев и В. А. Гольцов Отчет ВЭИ „Разработка фотоэлементов с большим коэффициентом усиления фототока при помощи одновременного использования для этого самостоятельного разряда в газе и вторичной эмиссии электронов“ 1936 г.
7. Отчет ВЭИ за 1935, 1936, 1937 и 1938 гг. по многокаскадным фотоэлементам со вторичной эмиссией электронов.
8. P. Farnsworth. „J. Franklin Inst.“ 28, 411, 1934.
9. Zworykin. „Electronics“ N IV, 1935. „Zeitschr. f. techn. Phys.“ 17, 170, 1936.
10. Zworykin, C. Morton and L. Malter. „Proc. Inst. Radio Engr.“ 24, 351, 1936.
11. Л. Кубецкий. Автоматика и Телемеханика № 1, 17, 1936 г.
12. G. Weiss. Fernsehen und Tonfilm, 7, 41, 1936.
13. W. Klinge, O. Beyer und H. Stejskal. Zeitschr. f. techn. Physik“ 8, 219, 1937.
14. 7. Корзун И. В. Отчет по измерению шумов многокаскадных фотоэлементов НИИКС 1938 г.

ДЕИОНИЗАЦИЯ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Исследование деионизации газа в процессе гашения разряда значительно отстало от состояния наших знаний по двум предшествующим стадиям разряда. Имеется огромный материал качественных наблюдений над процессом зажигания и стационарным разрядом и количественно установленные закономерности; имеется далее ряд теорий, математически анализирующих картину явлений. И несмотря на то, что существующие теории далеки от охвата хотя бы только важнейших явлений в разряде и потому применимы только к отдельным простейшим случаям разряда, все же они определяют направление и дальнейших экспериментов и развития теории. Мы имеем ряд качественных наблюдений над процессом деионизации, позволивших установить в общих чертах физическую картину явлений. Но почти совершенно отсутствуют какие-либо количественные закономерности, за исключением графиков времени восстановления диэлектрической прочности дугового промежутка при высоком давлении и времени восстановления управляемости тиратронов. Точно так же за исключением одной сугубо ориентировочной теории деионизации при высоком давлении, данной Слепяном, не было сделано никаких попыток приложить математический анализ к расчету процесса деионизации. Между тем развитие техники приборов газового разряда предъявляет серьезные требования к нашим знаниям процесса деионизации. Выяснилось, что ход деионизации существенно влияет на эксплуатационные свойства этих приборов. Так, в выключателях им определяется возможность размыкания цепи переменного тока, особенно при высоком напряжении; в ртутных выпрямителях он влияет на вероятность обратных зажигания [1—3], в тиратронах помимо этого — на управляемость при повышенных частотах [4, 5]; в модуляционных лампах — на частотную характеристику (глубину модуляции в функции частоты). Достаточно заметить, что произведенные Слепяном [6] исследования процесса деионизации позволили создать значительно улучшенные конструкции выключателей; работы Иссендорфа [2] по обратным токам (токам деионизации) в ртутных выпрямителях способствовали повышению в них границы обратных зажигания.

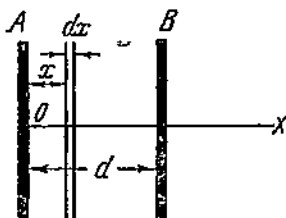
Постановка данной работы в ВЭИ имела целью по возможности восполнить указанный пробел в исследовании деионизации газа при низком давлении. Во-первых, сделан опыт расчета хода деионизации в целом ряде частных случаев при наличии определенных упрощающих предположений. Во-вторых, собран экспериментальный материал, необходимый для расчета деионизации ртутного пара. В-третьих, произведены систематические измерения скорости деионизации ртутного пара с целью выяснить ее зависимость от основных параметров — давления, размеров деионируемого пространства, силы предшествующего тока. При этом опыты произведены в типичных простых случаях (цилиндрический и плоский объемы); поэтому результаты могут быть использованы в качестве основы для расчета хода деионизации при подходящих условиях. Задачей дальнейшей работы является собирание аналогичного материала для других газов и более сложных геометрических конфигураций, а также изучение влияния сильных полей на процесс деионизации.

1. ЭЛЕМЕНТЫ ПРИБЛИЖЕННОЙ ТЕОРИИ ДЕИОНИЗАЦИИ

Последовательные стадии электрического разряда отличаются друг от друга в первую очередь различным соотношением скорости образования новых ионов $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_i$ и скорости их исчезновения $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_r$. В наиболее простом случае стационарного разряда обе скорости равны; концентрация ионов и электронов в каждой точке разряда постоянна, поскольку не меняется величина разрядного тока. Интенсивность процессов ионизации газа во многих случаях зависит от наличной концентрации ионов n , скорость их исчезновения всегда определяется их концентрацией (пропорциональна n или n^2). Поэтому условие равновесия между обоими видами процессов вместе с другими условиями, необходимыми для стационарного разряда, однозначно определяет равновесную концентрацию ионов. Пусть какое-либо изменение условий разряда влечет за собой уменьшение скорости образования ионов $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_i$; это может происходить при уменьшении э. д. с. источника тока, при увеличении сопротивления в цепи разряда, при изменении давления газа и т. д. Тогда равновесие между возникновением и исчезновением ионов нарушается; начинает преобладать исчезновение ионов, и концентрация n падает до нового, более низкого равновесного значения. Этот процесс мы называем деионизацией. Пример частичной деионизации мы видим в работе модуляционных газосветных ламп, в которых много раз в секунду ток убывает и возрастает; при каждом спадании тока газ частично деионируется. Если новообразование ионов совсем прекратилось (лучше сказать почти совсем прекратилось, так как всегда остаются такие слабые ионизирующие факторы, как проникающая радиация), то равновесная концентрация ионов

падает до нуля (почти до нуля). В этом случае мы говорим условно о полной деионизации.

Математический анализ процесса частичной деионизации, представляющего собой один из общих случаев нестационарного разряда в газах, сейчас провести еще невозможно. Достаточно отметить, что значительно более простой объект — стационарный разряд — рассчитан пока только в простейших случаях; при этом приходится пренебрегать рядом процессов, фактически имеющих место в разряде. Поэтому мы вынуждены также ограничиться рассмотрением и попытками расчета простейших случаев. Именно, мы будем всюду в последующем полагать, что новая ионизация не происходит: $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_i = 0$. Этим самым мы ограничиваем себя изучением только полной деионизации, которую в последующем будем называть просто деионизацией. Далее, мы



Фиг. 1.

будем все время пользоваться гипотезой о «квазинейтральности» газа, т. е. полагать концентрации ионов обоих знаков равными ($n_+ = n_-$) везде, кроме слоев пространственного заряда вблизи твердых стенок и электродов. Процесс исчезновения ионов мы будем в основном рассматривать, как диффузию их к твердым поверхностям и рекомбинацию на последних; но мы затронем и рекомбинацию в самом газе (раздел А, § 3).

Ход деионизации вообще зависит от того, приложено ли к электродам какое-либо напряжение от внешнего источника или нет. Мы рассматриваем эти два случая отдельно, начиная с более простого процесса деионизации без внешнего поля.

При этом мы будем исходить из той общей картины физических процессов в стадии деионизации, которая дана в статье автора ([7], § 1).

А. Деионизация без внешнего электрического поля (напряжение между электродами равно нулю)

В этом случае ионы и электроны достигают всех твердых поверхностей в равных количествах; большая скорость электронов компенсируется отталкивающим полем двойного электрического слоя, покрывающего стенки и электроды. Только в самом начале процесса возможно превышение электронного тока над ионным, приводящее к образованию указанного двойного слоя ([7], § 1).

Так как ионы движутся медленнее электронов, то их скорость будет определяться весь темп деионизации. В зависимости от плотности газа характер движения ионов и способ рекомбинации могут меняться. Критерием здесь служит отношение средней длины свободного пробега иона λ_i к наименьшему линейному размеру деионизируемого пространства d . Рассмотрим отдельно наиболее характерные случаи.

1. Низкое давление $\lambda_i \gg d$. Ионы достигают стенок практически без столкновения с молекулами газа. Электронная температура T_e падает вследствие поглощения стенками наиболее быстрых электронов и отражения всех остальных. Однако в данном случае падение T_e играет роль только в том отношении, что прекращается новая ионизация газа; на скорость движения ионов оно заметно не влияет.

Пусть ионизованный газ заключен между двумя плоскостями A и B (фиг. 1); расстояние между ними пусть будет d , площадь каждой S . Начало координат возьмем на плоскости A в точке O ; ось $X \perp$ к A и B .

Компоненту начальной скорости иона вдоль оси X обозначим через u . Распределение ионов по скоростям будет вообще зависеть от координаты x . Обозначим число ионов в 1 см^2 слоя от x до $x + dx$, имевших начальную компоненту скорости в пределах от u до $u + du$, через $dn(x, u) = F(x, u) dx du$. За время от 0 до t плоскости A достигнут те ионы с компонентой скорости от u до $u + du$, которые в начальный момент расположены в слое от $x=0$ до $x=-ut$, если при этом $-\frac{d}{t} \leq u \leq 0$. Если $u < -\frac{d}{t}$, то мы должны взять слой от 0 до d ; ионы, для которых $u > 0$, вообще не попадут на плоскость A . Поэтому число ионов с компонентой скорости от u до $u + du$, долетающих за указанное время до плоскости A , равно:

$$S \int_0^{-ut, d} F(x, u) dx = \varphi(u, t). \quad (1)$$

Двойное значение верхнего предела в интеграле (1) было объяснено выше. Полное число ионов (любых скоростей), достигших плоскости A за время от 0 до t , мы найдем интегрированием по компоненте u для всех отрицательных значений u :

$$N(t) = S \int_{-\bar{v}_{\max}}^0 \varphi(u, t) du.$$

Этот интеграл естественно распадается на два, в соответствии с указанной выше двойственностью верхнего предела в интеграле (1):

$$N(t) = S \int_{-\bar{v}_{\max}}^{-\frac{d}{t}} du \int_0^d F(x, u) dx + S \int_{-\frac{d}{t}}^0 du \cdot \int_0^{-ut} F(x, u) dx. \quad (2)$$

Если распределение скоростей симметрично по направлениям к A и B , то (2) представляет половину уменьшения числа ионов в объеме AB ; если, наоборот, движение к B отсутствует, то (2)

представляет полную убыль ионов в газе. В общем случае к (2) следует добавить еще член такого же вида, вычисленный для плоскости B .

Величину тока ионов одного знака¹ к поверхности A мы найдем, дифференцируя (2) по времени и умножив результат на заряд электрона e :

$$\begin{aligned} i_p(t) = i_0(t) &= e \frac{dN(t)}{dt} = eS \frac{d}{dt} \int_0^d F\left(x, -\frac{d}{t}\right) dx - \\ &- eS \frac{d}{dt} \int_0^d F\left(x, -\frac{d}{t}\right) dx + eS \int_{-\frac{d}{t}}^0 F(-ut, u) \cdot -u du = \\ &= -eS \int_{-\frac{d}{t}}^0 F(-ut, u) u du. \end{aligned} \quad (3)$$

Заменив в последнем выражении u при данном t через $-\frac{x}{t}$ и du через $-\frac{dx}{t}$, найдем после перестановки пределов:

$$i_p(t) = \frac{eS}{t^2} \int_0^d F\left(x, -\frac{x}{t}\right) x dx. \quad (3')$$

Формулы (2) и (3) решают вопрос о ходе деионизации в рассматриваемом случае. Для получения конкретного результата нужно знать распределение скоростей ионов в стационарном разряде. Последнее экспериментально еще не установлено, и в случае необходимости приходится делать те или иные гипотезы.

2. Среднее давление, $\lambda_i \ll d$. Нейтрализация ионов с электронами попрежнему происходит на стенках сосуда и электродах. Однако на пути к стенкам ионы испытывают множество соударений с молекулами газа и движение их следует рассматривать как диффузию. Мы можем применить к нему теорию амбиполярной диффузии, предложенную В. Шоттки [8] для стационарного разряда. В течение этого процесса скорости электронов уменьшаются не только вследствие высасывания быстрых электронов стенками, но и вследствие потерь энергии при столкновениях с молекулами. Поэтому и скорость диффузии с течением времени замедляется.

Ввиду сложности задачи мы ограничимся следующим приближенным методом решения: сначала разберем вопрос об уменьшении скоростей электронов и ионов в результате столкновений, выведем отсюда выражение коэффициента амбиполярной диффу-

¹ Полный ток в любой поверхности (электродов или стенок) будет равен нулю, как отмечалось выше.

зии как функции времени, и, зная его, решим задачу о диффузии заряженных частиц к стенкам.

а) Падение скоростей электронов и ионов. В стационарном разряде скорости заряженных частиц поддерживаются электрическим полем и ударами второго рода; напротив, удары первого рода, упругие удары и поглощение стенками снижают их скорости. Баланс тех и других процессов определяет стационарное распределение скоростей. После снятия электрического поля баланс нарушается и скорости начинают убывать.

При достаточно высоком давлении газа распределение скоростей ионов чрезвычайно быстро приближается к распределению скоростей молекул газа. В самом деле, ион, ударяясь о неподвижную (сравнительно с ним) молекулу, передает ей в среднем половину своей кинетической энергии. Следовательно, через несколько ударов скорость иона станет одного порядка с средней скоростью молекулы. Иначе обстоит дело с электронами.

При упругом ударе электрон теряет в среднем часть своей энергии, равную $\frac{2m}{M}$ (m — масса электрона, M — масса молекулы), т. е. сотые или даже тысячные доли процента. Значительная потеря энергии происходит при ударе первого рода. Так как удары первого рода могут иметь место только у электронов с большой энергией, то число последних будет быстро убывать и, следовательно, будет изменяться распределение скоростей в сторону уменьшения средней скорости электронов. Насколько быстро исчезают из плазмы электроны с большой скоростью, показывает следующий ориентировочный подсчет. Электрон, движущийся со скоростью c , испытывает в 1 сек. $\frac{c}{\lambda_0}$ столкновений, из них $\frac{\alpha c}{\lambda_0}$ неупругих, если α — вероятность неупругого удара. Если число электронов, имеющих скорости от c до $c + dc$, есть $n(c) dc$, то за время dt это число уменьшится на

$$dn(c) \cdot dc = -\frac{\alpha c}{\lambda_0} n(c) dc \cdot dt.$$

Отсюда

$$\frac{d \ln [n(c)]}{dt} = -\frac{\alpha c}{\lambda_0}. \quad (4)$$

Возьмем в виде примера ртутный пар при $T = 300^\circ \text{K}$, $p = 0,01 \text{ mm Hg}$. По данным Арнота и Бейнза [9] для электронов со скоростями $5 - 6 \text{ V}$; $\frac{\alpha}{\lambda} \approx 15 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ при давлении в 1 mm Hg ; $c = 1,5 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$, следовательно, в данных условиях $\frac{d \ln [n(c)]}{dt} = 0,15 \cdot 1,5 \cdot 10^8 = 2,25 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1} = 22,5 \mu\text{sec}^{-1}$. Это значит, что по истечении $1 \mu\text{sec}$ концентрация электронов такой скорости должна только по этой причине упасть в $e^{22,5} \approx 60 \cdot 10^8$ раз.

Насколько эта убыль быстрых электронов может восполняться вследствие ударов второго рода? У газов, молекулы которых не

имеют метастабильных состояний (пары щелочных металлов), с ударами второго рода в стадии деионизации можно практически не считаться. Но при наличии метастабильных атомов роль таких ударов может стать значительной. Рассмотрим для примера электроны с энергией U_1 , несколько превышающей потенциал возбуждения атома U_a . Число этих электронов в стационарном разряде уменьшается в силу различных перечисленных выше причин, в том числе и ударов первого рода, и пополняется при ударах второго рода за счет электронов с энергией $U_2 = U_1 - U_a$.

Для равновесия между обоими видами ударов должно иметь место соотношение:

$$N_0 \cdot n(U_1) \cdot q_1 c_1 = N_a \cdot n(U_2) q_2 c_2, \quad (5)$$

где q_1 — эффективное сечение нормального атома для возбуждающего удара электрона с энергией U_1 ;
 q_2 — эффективное сечение возбужденного атома для удара второго рода с электроном энергии U_2 ;
 c_1, c_2 — скорости, соответствующие энергиям U_1 и U_2 ;
 N_0 — концентрация нормальных атомов;
 N_a — концентрация возбужденных атомов;

$n(U_1)$ и $n(U_2)$ — концентрация электронов с энергиями U_1 и U_2 .

Независимо от условий разряда в данном газе имеет место соотношение Клейна-Росселанда;

$$q_1 c_1 \sqrt{U_1} = q_2 c_2 \sqrt{U_2}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что для равновесия ударов первого и второго рода необходимо:

$$\frac{N_a}{N_0} = \frac{n(U_1) \sqrt{U_2}}{n(U_2) \sqrt{U_1}}. \quad (5')$$

Если энергия электронов распределена по закону Максвелла:

$$n(U) dU = N_0 \cdot A \cdot e^{-\frac{U}{kT_e}} \sqrt{U} dU,$$

то из (5') найдем:

$$\frac{N_a}{N_0} = e^{-\frac{U_1 - U_a}{kT_e}} = e^{-\frac{U_a}{kT_e}}$$

соотношение Больцмана. Однако, как показали опыты В. А. Фабриканта и его сотрудников [10], в действительности концентрации возбужденных и, в частности, метастабильных атомов в ртутном разряде вообще меньше, чем следует по формуле Больцмана, особенно при низком давлении и малой плотности тока. Например, при $d = 32$ мм, $p = 7$ м. Нг и $j = 0,4$ А/см² измеренная концентрация составляет только 20% от равновесной. Отсюда следует, что удары второго рода в начале процесса не могут скомпенсировать потери энергии электронами даже при одних только ударах первого рода, но в дальнейшем они могут

значительно замедлить скорость спада электронной температуры.

К сожалению, построить количественную теорию, учитывающую удары второго рода, а также поглощение наиболее быстрых электронов стенками, пока не удалось. Поэтому мы ограничиваемся расчетом влияния упругих и неупругих потерь энергии на распределение скоростей электронов.

При решении задачи будем исходить из кинетического уравнения в том виде, как оно было дано, например, в работе Б. И. Давыдова [11] [уравнение (2,4)]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad } f + \frac{e}{m} \vec{E} \cdot \text{grad}_c f - \frac{e}{mc_0} \vec{H} [c \cdot \text{grad}_c] f + (a-b)f = 0, \quad (7)$$

где $f(u, v, w)$ — функция распределения по скоростям, af и bf — числа электронов, теряющих или получивших данную скорость в результате ударов с молекулами; индекс c указывает на дифференцирование по компонентам скорости. В нашем случае $E=0$, $H=0$, $\forall f=0$ (распределение скоростей считаем одинаковым во всех точках). Пользуясь известным методом возмущенной функции распределения Лорентца, полагаем:

$$f = f_0 + \frac{u}{c} f_1 \dots \quad (8)$$

Тогда, как показано у Б. И. Давыдова, а также и у других авторов [12], мы приходим к двум уравнениям для f_0 и f_1 [у Давыдова — уравнения (I) и (II)]; в нашем случае они принимают вид:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial c} \left[\frac{c^3 k T_g}{\lambda M} \frac{\partial f_0}{\partial c} + \frac{mc^4}{\lambda M} f_0 \right]; \quad (9)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} = -\frac{c}{\lambda} f_1. \quad (10)$$

Уравнение (10) интегрируется сразу и дает:

$$\ln f_1 = -\frac{c}{\lambda} t + \ln \varphi(c)$$

или $f_1 = \varphi(c) e^{-\frac{c}{\lambda} t}$. Значение $\varphi(c)$ мы найдем, заметив, что при $t=0$ f_1 должно равняться асимметричной компоненте функций распределения в стационарном разряде: $\varphi(c) = f_1(c, 0)$. Следовательно,

$$f_1(c, t) = f_1(c, 0) \cdot e^{-\frac{c}{\lambda} t}. \quad (11)$$

Так как c — величина порядка 10^8 сек $^{-1}$ и выше, то (11) показывает, что направленность движения электронов исчезает очень быстро.

Уравнение (9) мы можем решить для двух граничных случаев. Вначале, когда скорости электронов еще высоки, мы можем в (9) положить $T_g = 0$. Тогда найдем:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{m}{Mc^2} \frac{\partial}{\partial c} \left(\frac{c^4}{\lambda} f_0 \right). \quad (9')$$

Решение (9') ищем, как обычно, в виде $f_0 = \sum_i y_i(t) \cdot z_i(c)$; находим:

$$f_0(c, t) = \sum_i \frac{A_i \lambda}{c^4} \exp \left\{ -\mu_i \left(t + \frac{M}{m} \int_0^c \frac{\lambda}{c^2} dc \right) \right\}. \quad (12)$$

Значения A_i и μ_i найдем из условия, чтобы при $t=0$ $f_0(c, t)$ совпадало с симметричной компонентой функции распределения в стационарном разряде.

Положим, что $Q(c) = \frac{1}{\lambda} = \frac{a}{c}$; это можно принять в известном интервале скоростей для таких газов, как пары Zn, Cd, Hg, и с меньшей точностью для паров щелочных металлов. Тогда (12) переходит в

$$f_0(c, t) = \sum_i \frac{A_i}{a c^3} e^{-\mu_i t + \mu_i \frac{M}{ma} \ln c} = \sum_i \frac{A_i}{a} e^{-\mu_i t} c^{\mu_i \frac{M}{ma} - 3}. \quad (12')$$

При $t=0$ мы должны иметь:

$$f_0(c, 0) = A e^{-\frac{mc^2}{2kT_{e0}}} = A \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(-\frac{mc^2}{2kT_{e0}} \right)^n. \quad (13)$$

Сравнивая (12') и (13), найдем, что

$$\mu_i = -\frac{m}{M} a (2n + 3), \quad A_i = \frac{Aa}{n!} \left(-\frac{m}{2kT_{e0}} \right)^n$$

и, следовательно,

$$f_0(c, t) = A \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(-\frac{m}{2kT_{e0}} \right)^n e^{\frac{am}{M} (2n+3)t} c^{2n}.$$

Последний ряд мы преобразуем:

$$\begin{aligned} f_0(c, t) &= A \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} e^{\frac{3am}{M} t} \cdot \left(-\frac{mc^2}{2kT_{e0}} \cdot e^{\frac{2am}{M} t} \right)^n = \\ &= A \cdot \exp \left\{ \frac{3am}{M} t \right\} \cdot \exp \left\{ -\frac{mc^2}{2kT_{e0}} \cdot e^{\frac{2am}{M} t} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

В этой формуле распределение по скоростям дается последним множителем. Оказывается, что распределение все время остается максвелловым, причем температура его понижается по закону:

$$T_e(t) = T_{e0} \cdot e^{-\frac{2am}{M} t}. \quad (15)$$

Таким образом скорость спадания электронной температуры в начале процесса деионизации характеризуется величиной $\frac{2am}{M}$,

где $a = \frac{e}{\lambda}$. Обратную величину ϑ (временную постоянную спада электронной температуры) определим для паров ртути.

Имеем:

$$\frac{M}{m} = 3,66 \cdot 10^5, \quad a = 2 \cdot 10^{10} \text{ при } p = 1 \text{ mm Hg}$$

(см. кривую эффективного сечения атома ртути по Рамзауэру и Коллату [13]).

$$\begin{aligned} \text{Найдем: при } p &= 0,01 \text{ mm Hg} & \vartheta &= 0,9 \text{ msec} \\ p &= 0,1 \text{ mm Hg} & \vartheta &= 0,09 \text{ msec} \\ p &= 1,0 \text{ mm Hg} & \vartheta &= 0,009 \text{ msec.} \end{aligned}$$

В конце процесса электронная температура стремится не к нулю, а к температуре газа. В этом легко убедиться, положив в (9) $\frac{\partial f_0}{\partial t} = 0$. Мы найдем, что распределение скоростей будет Максвелловым с температурой T_g . Результат этот непосредственно вытекает из тех предположений, которые делаются при выводе уравнения (9).

б) Изменение скорости диффузии ионов. Мы предполагаем, что в условиях средних давлений процесс можно рассматривать, как амбиполярную диффузию по Шоттки. Коэффициент амбиполярной диффузии $D_a \approx D_p \cdot \frac{T_e}{T_p}$ (см. хотя бы А. Энгель и М. Штеенбек [14], т. I, § 63). Как было показано выше, T_p в очень короткое время приближается к температуре газа и остается далее постоянной; следовательно, D_p также сохраняет постоянное значение. Поэтому D_a со временем должно меняться пропорционально T_e . В предыдущем абзаце мы нашли, что при известных предположениях T_e убывает вначале экспоненциально, а затем стремится к постоянной величине. Поэтому и относительно D_a мы должны написать: вначале

$$D_a(t) = D_{a0} \cdot e^{-\frac{2am}{M}t}, \quad (16)$$

а затем он постепенно приближается к значению коэффициента диффузии ионов в данном газе в условиях отсутствия разряда.

с) Ход деионизации газа. Исходным пунктом для расчета является уравнение диффузии:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_a \cdot \Delta n. \quad (17)$$

В зависимости от конфигурации деионизирующих поверхностей мы пишем его, как известно, для плоской конфигурации

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}; \quad (17')$$

для цилиндрической

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_a \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right); \quad (17'')$$

для сферической

$$\frac{\partial (rn)}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 (rn)}{\partial r^2}. \quad (17''')$$

Начальное условие: при $t=0$ имеем $n=n_0(x, y, z)$ — распределение концентрации в стационарном разряде. Краевые условия: на стенках, ограничивающих данный объем, $n=0$ при любом t . Это условие заведомо неточно; однако оно обычно принимается в диффузионной теории и тем точнее, чем выше давление.

Решение находим в виде:

$$n(t) = \sum_i B_i e^{-\mu_i^2 \int_0^t D_a dt} \cdot \Phi_i, \quad (18)$$

где μ_i — собственные значения, а Φ_i — собственные функции уравнения $\Delta n = -\mu^2 n$ при данных краевых условиях. Коэффициенты B_i определяются, как обычно, путем разложения функции $n_0(x, y, z)$ в ряд по функциям Φ_i .

В простейших случаях плоского, цилиндрического и сферического объемов можно раскрыть формулу (18). Именно, в случае плоского объема (расстояние между плоскостями равно d):

$$\mu_i = \frac{\pi}{d} i; \quad \Phi_i = \sin \frac{i\pi x}{d}; \quad B_i = \frac{2}{d} \int_0^d n_0(x) \cdot \sin \frac{i\pi x}{d} \cdot dx;$$

в случае цилиндрического (длина цилиндра L , радиус R):

$$\mu_{ik}^2 = \frac{\eta_i^2}{R^2} + \frac{\pi^2 k^2}{L^2}; \quad \Phi_{ik} = J_0\left(\eta_i \frac{r}{R}\right) \cdot \sin \frac{k\pi x}{L};$$

$$B_{ik} = \frac{4}{dR^2 J_1^2(\eta_i)} \int_0^R \int_0^L r n_0(r, x) J_0\left(\eta_i \frac{r}{R}\right) \cdot \sin \frac{k\pi x}{L} dr \cdot dx$$

(J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, η_i — ее i -й корень);
в случае сферического (радиус сферы R):

$$\mu_i = \frac{\pi i}{R}; \quad \Phi_i = \frac{1}{r} \sin \frac{i\pi r}{R}.$$

Если начальное распределение плотности ионов совпадает с собственной функцией Φ_i , как это имеет место в случае длинного цилиндра ($L \gg R$), то в ряде (18) остается один первый член:

$$n(t) = B_1 \cdot e^{-\mu_1^2 \int_0^t D_a dt} \cdot \Phi_1. \quad (18')$$

Но и в произвольном случае формула (18') годится для не очень малых промежутков времени, так как все высшие члены ряда (18) затухают гораздо быстрее первого и их можно отбросить вскоре после начала деионизации.

Так как D_a непостоянно, то (18) и (18') показывают, что скорость деионизации вообще не выражается простым экспоненциальным законом. Если для $D_a(t)$ принять выражение (16) и вставить в (18') или (18), то получим вообще:

$$n(t) = \sum B_i \cdot \Phi_i \exp \left\{ -\mu_i^2 \cdot D_{a0} \cdot \frac{M}{2am} (1 - e^{-\frac{2am}{M}t}) \right\}, \quad (19)$$

а в случае, если все $B_i = 0$, кроме B_1 :

$$n(t) = B_1 \Phi_1 \exp \left\{ -\mu_1^2 D_{a0} \frac{M}{2am} (1 - e^{-\frac{2am}{M}t}) \right\}. \quad (19')$$

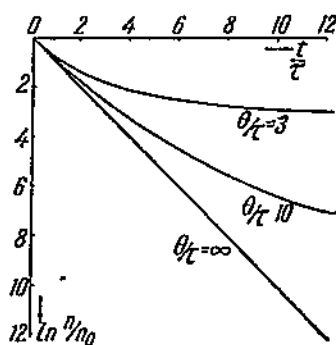
При более низких давлениях a — мало, а D_a — велико; процесс заканчивается сравнительно быстро. Тогда $\frac{2am}{M}t \ll 1$, и мы можем написать приближенно:

$$1 - e^{-\frac{2am}{M}t} \approx \frac{2am}{M}t; \quad n(t) \approx B_1 \Phi_1 e^{-\mu_1^2 D_{a0} t}. \quad (19'')$$

В этом случае ход деионизации практически не отличается от простого экспоненциального закона. Его можно характеризовать временной постоянной τ . Она равна в этом случае:

$$\tau = \frac{1}{D_a \mu_1^2}. \quad (20)$$

Если давление выше, так что $D_a \mu_1^2 < \frac{2am}{M}$, то отступление от экспоненциального закона будет значительным. В этом случае ход деионизации не может быть охарактеризован одной временной постоянной. Графическое представление этого случая для различного отношения между τ и $\theta = \frac{M}{2am}$ см. на фиг. 2.



Фиг. 2. Ход деионизации при падающей электронной температуре.

Подчеркнем еще раз, что (19') является также приближенным решением, опирающимся на (15). Поскольку последнее справедливо только для t , не превышающего значительно $\frac{M}{2am}$, то и (19') действительно в тех же пределах.

3. Высокое давление. При достаточно высоком давлении наряду с рекомбинацией на стенках начинает играть заметную роль и рекомбинация в самом газе. Увеличение плотности газа

затрудняет диффузию ионов к стенкам; поэтому увеличивается вероятность объемной рекомбинации. Ее значение в стационарном разряде становится преобладающим, когда разряд отщуривается от стенок. Можно указать на точный критерий, позволяющий установить появление объемной рекомбинации. Как показал Б. Н. Клярфельд [34], плотность ионного тока к стенкам трубки в разряде низкого давления с повышением давления возрастает, проходит через максимум и затем резко падает, в то время как концентрация ионов и в этой области меняется мало. Поэтому падение ионного тока на стенку не может быть объяснено уменьшением скорости образования ионов. Оно свидетельствует о том, что наряду с рекомбинацией ионов с электронами на стенках трубки появился новый процесс рекомбинации — в самом газе; последний становится заметным при таком p , когда

$$\frac{dj_p}{dp} = 0.$$

Каков механизм рекомбинации в объеме? Принципиально возможны следующие элементарные процессы:

а) рекомбинация иона и электрона с испусканием светового кванта;

б) рекомбинация иона и электрона в присутствии третьей частицы (тройное столкновение); этой третьей частицей может быть: 1) электрон, 2) ион, 3) нейтральная молекула;

с) захват электрона нейтральной молекулой с образованием отрицательного иона и последующая рекомбинация двух молекулярных ионов.

Наиболее изучен последний процесс. Известно, что его вероятность довольно значительна в дипольных газах (HCl , H_2O , NH_3 и т. д.), а также у галоидов и кислорода, достигая порядка 10^{-4} ; однако она гораздо меньше в CO и исчезающе мала в He , Ar , H_2 , N_2 (10^{-6} или ниже) [41]. Это значит, что эффективное сечение молекул последних газов для захвата электронов $\leq 10^{-24}$ см². О вероятности захвата электронов атомами ртути почти ничего не известно.

Некоторые авторы находят в парах ртути отрицательные ионы [35, 36]; однако их появление связывают с вторичными процессами (взаимодействие между возбужденными атомами) или явлениями на твердых поверхностях (перезарядка быстрых ионов). Можно думать, что вероятность прямого захвата электрона атомом ртути в объеме газа весьма мала. Повидимому, рекомбинация этим путем играет роль только в электроотрицательных газах, притом при таких давлениях, когда электроны на своем пути испытывают не менее 10^4 — 10^5 столкновений.

Чаще всего, говоря о рекомбинации электронов с ионами, предполагают первый случай — спонтанную рекомбинацию с испусканием кванта. Существование этого процесса в ряде случаев экспериментально установлено по появлению сплошных спектров, примыкающих к границам спектральных серий, как в стационарном разряде (Молер и Бекнер [37]) — в парах цезия,

Крефт [38] — в парах натрия), так и в стадии деионизации (Молер [31] — в цезии). Кроме того, в пользу существования рекомбинации ионов со свободными электронами говорит большая относительная яркость спектральных линий, соответствующих верхним энергетическим уровням, в стадии деионизации сравнительно со стадией дуги (см. например, Л. Хайнер [28]), проявляющаяся в известном различии цвета остаточного сечения и плазмы разряда [2].

Вероятность спонтанной рекомбинации водородных ионов с электронами была вычислена теоретически по волновой механике [39, 40]. Оказалось, что эффективное сечение иона водорода $q \approx 1 \cdot 10^{-21}$ см² для электронов со скоростью 0,03 eV и уменьшается при большей скорости. Для других ионов расчет не произведен; принимают обычно, что вероятность эта для всех ионов одинакового порядка, так как электрическое поле их, на значительных расстояниях от иона одинаково. В парах цезия Молер [43] нашел экспериментально значение $q = 1,7 \cdot 10^{-21}$ см², хорошо согласующееся с расчетом. Однако если отсюда вычислить коэффициент рекомбинации α , то результат получается несогласный с опытными данными о скорости исчезновения ионов. Именно, при данной скорости электронов с коэффициент рекомбинации $\alpha = \sum q_i c_i$, q_i — эффективное сечение для рекомбинации на уровень i . При $c \approx 10^7$ см/сек $\sum q_i \approx 10^{-20}$ — 10^{-21} см², см. [40]. Тогда должно было быть $\alpha \sim 10^{-13}$ см³/сек. Измерения скорости деионизации, произведенные Молером при сравнительно высоком давлении в парах ртути и цезия [31] и Кенти в аргоне [25], если интерпретировать их как объемную рекомбинацию, дают согласные между собой значения $\alpha \sim 10^{-10}$ см³/сек. Они, очевидно, не могут быть объяснены спонтанной рекомбинацией с излучением.

Поэтому естественно обратиться к третьему виду объемной рекомбинации — тройным ударом. При оценке вероятности такого процесса мы можем исходить из принципа так называемого детального равновесия, утверждающего, что при термодинамическом равновесии в газобразной среде каждый отдельный процесс уравнивается встречным процессом (см., например, у Тольмана [42]). Этот принцип позволяет судить о вероятности каждого процесса по вероятности процесса, обратного ему. В рассматриваемом случае мы должны противопоставить процессу рекомбинации с излучением обратный процесс фотоионизации и процессу рекомбинации при тройном ударе — ударную ионизацию. Среди возможных видов ионизации ударом наиболее эффективна, как известно, ионизация ударом электронов; все остальные виды ионизации играют гораздо меньшую роль. Поэтому можно думать, что основным видом рекомбинации в объеме является рекомбинация иона при столкновении с двумя электронами, из которых один рекомбинирует, а другой принимает избыток энергии, освободившейся при рекомбинации. Указанное выше обстоятельство, что в спектре остаточного свечения линии, начинающиеся на верхних уровнях энергии атома, уси-

лены по сравнению с стационарным разрядом, может быть одинаково хорошо объяснено как двойными, так и тройными ударами. Его можно объяснить, учитывая, что при заполнении электронных уровней «сверху» (путем рекомбинации) верхние уровни будут более сильно заполнены, чем при возбуждении из основного состояния. Наличие рекомбинации в объеме меняет закон деионизации. Поскольку скорость рекомбинации пропорциональна квадрату или кубу концентрации электронов, мы приходим к следующим качественным выводам: 1) деионизация будет идти не по экспоненциальному закону, но вначале значительно быстрее; 2) относительная скорость деионизации будет тем больше, чем сильнее был ток в проводящий период; 3) она должна также возрастать с повышением давления, так как с ростом p при данной величине тока растет концентрация электронов и, кроме того, понижается электронная температура, что тоже благоприятно для рекомбинации в объеме; 4) по оси разряда начальная скорость деионизации должна быть больше, чем у стенок.

Математический анализ вопроса представляет, к сожалению, огромную трудность. При наличии объемной рекомбинации ход деионизации определяется уравнением:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_a \Delta n - \alpha n^2 - \beta n^3, \quad (21)$$

в котором D_a , α и β — функции времени. Член αn^2 учитывает спонтанную рекомбинацию с излучением, а также тройные удары с нейтральными атомами; член βn^3 — тройные удары заряженных частиц. Решение этого нелинейного уравнения затруднительно. Можно указать только на отдельные частные случаи, поддающиеся решению. Если давление настолько высоко, что $D_a \approx 0$, т. е. деионизация в каждом месте идет независимо от состояния окружающего газа, и $\alpha \approx 0$ (пренебрегаем рекомбинацией с излучением), то найдем:

$$\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} = 2 \int_0^t \beta(t) dt. \quad (22)$$

Если, напротив, мы пренебрежем тройными ударами между частицами, то найдем известный результат:

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \int_0^t \alpha(t) dt. \quad (23)$$

Имеем $\alpha = \sum_i q_i c$ (q_i — эффективное сечение рекомбинации на уровне i ; c — скорость электрона); далее для q_i мы можем приближенно написать:

$$q_i = \frac{\gamma_i}{(U + U_i)^2 \cdot U}, \quad (24)$$

где $U = \frac{1}{2} mc^2$; U_i — энергия ионизации данного уровня; γ_i — постоянная. Формула (24) является приближением к теоретической формуле для вероятности рекомбинации с излучением, см. [40], удовлетворительно согласующимся с оптическими наблюдениями [37]. Принимая распределение скоростей электронов максвелловым с температурой T_e , можно найти среднее значение коэффициента рекомбинации α ; оно равно:

$$\alpha = A \sum_i \gamma_i \left\{ \frac{1}{U_i} + \frac{1}{kT_e} e^{\frac{U_i}{kT_e}} \operatorname{li} \left(e^{-\frac{U_i}{kT_e}} \right) \right\}, \quad (25)$$

где li обозначает интегральный логарифм. Сюда следует ввести зависимость T_e от времени по формуле (15), затем подставить (25) в (23) и интегрировать. Если более упрощенно положить в (24) $U + U_i$ постоянным и написать

$$q = \sum_i q_i = \sum_i \frac{\delta_i}{U} = \frac{\delta}{U}, \quad (25')$$

то вместо (25) найдем $\bar{\alpha} = \frac{4\delta}{\sqrt{\pi k T_e}}$. Далее, в силу (15)

$$\bar{\alpha} = \frac{4\delta}{\sqrt{\pi k T_{e0}}} e^{\frac{am}{M} t}.$$

Тогда (23) дает:

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \frac{4\delta M}{am \sqrt{\pi k T_{e0}}} e^{\frac{am}{M} t} \quad (26)$$

или

$$n = \frac{n_0}{\frac{4\delta M}{\sqrt{\pi k T_{e0}} \cdot am} n_0 e^{\frac{am}{M} t} + 1}. \quad (26')$$

Одной из интересных особенностей хода деионизации, определяемого формулами (22) и (23), в отличие от разобранных выше случаев низкого и среднего давления является следующее обстоятельство: по истечении достаточно большого времени t концентрация ионов примет значение, не зависящее от начальной концентрации. Это видно из того, что при большом t $\frac{1}{n_0}$ в левой части уравнения может быть отброшена сравнительно с $\frac{1}{n}$.

Учет диффузии ионов, особенно необходимый в случаях кон-тракции разряда, сильно осложняет все полученные выше результаты. Рассмотрение этого случая выходит из рамок данной работы.

В. Деионизация во внешнем электрическом поле обратного направления

Ход ионизации в присутствии обратного электрического поля усложняется в двух отношениях по сравнению с ходом процесса в отсутствие поля (см. [7] § 1). Во-первых, у поверхности отрицательного электрода образуется слой положительного объемного заряда, в котором сосредоточено падение потенциала не только равное, но даже слегка превышающее напряжение на электродах. Толщина этого слоя δ (фиг. 3) в процессе деионизации растет сначала медленно, потом все быстрее, пока он не заполнит всего пространства между электродами. У положительного электрода также образуется слой положительного заряда с небольшим падением потенциала (всего несколько вольт), препятствующий немедленному уходу всех электронов к аноду. Толщина анодного слоя δ' мала сравнительно с δ .

Во-вторых, при наличии достаточно высокого напряжения ионы в слое δ могут приобрести скорость, достаточную для вырывания новых электронов из катода, а последние — скорость, достаточную для новой ионизации. Первое из указанных явлений ускоряет ход деионизации, особенно в конце процесса; второе, наоборот, замедляет деионизацию, а при благоприятных условиях может привести и к зажиганию разряда в обратном направлении. Последний

Фиг. 3.

случай представляет наиболее общий тип нестационарного разряда, пока еще почти недоступный математическому анализу. Мы ограничимся поэтому такими условиями, при которых можно считать, что заметной новой ионизации не происходит, и рассмотрим вопрос о влиянии поля на исчезновение остаточных ионов.

1. Низкое давление, $\lambda_i \gg d$. Предполагаем, что ионы вступают в слой у катода вследствие наличия у них начальных скоростей, и, следовательно, плоскость S (границу слоя) пересекают с той же скоростью, как и в случае отсутствия напряжения. Далее на ионы действует электрическое поле, быстро увлекающее их к катоду. Остальные предположения те же, что и в разделе А, I.

Мы можем в таком случае сохранить метод расчета, примененный в разделе А, I, с одним только изменением. Именно, вместо подсчета числа ионов, достигающих непосредственно поверхности катода (что в данном случае представляет трудности), мы определим число ионов, прошедших за данное время через границу слоя S .

Напишем:

$$N = S \int_{-\bar{v}_{\max}}^0 dt \int_{\delta}^{-ut + \delta, d} F(x, u) dx =$$

$$= S \int_{-\frac{d-\delta}{t}}^{\frac{d-\delta}{t}} du \int_{\delta}^d F(x, u) dx + \int_{-\frac{d-\delta}{t}}^0 du \int_{\delta}^{-ut+\delta} F(x, u) dx. \quad (27)$$

Далее ток ионов к катоду:

$$i = e \frac{dN}{dt} = \\ = -S e \int_{-\frac{d-\delta}{t}}^0 F(-ut + \delta, u) u du + S \frac{d\delta}{dt} \left\{ \int_{-\frac{d-\delta}{t}}^0 F(-ut + \delta, u) du - \right. \\ \left. - \int_{-\frac{d-\delta}{t}}^0 F(\delta, u) du \right\}. \quad (28)$$

Заменив здесь u через $-\frac{x-\delta}{t}$, $du = -\frac{dx}{t}$, найдем после перестановки пределов:

$$i = \frac{Se}{t} \int_{\delta}^d F(x, -\frac{x-\delta}{t}) (x-\delta) dx + \frac{S}{t} \frac{d\delta}{dt} \left\{ \int_{\delta}^d F(x, -\frac{x-\delta}{t}) dx - \right. \\ \left. - \int_{\delta}^{\frac{U_{\max} t + \delta}{\delta}} F(\delta, -\frac{x-\delta}{t}) dx \right\}. \quad (28')$$

При наличии достаточно сильного поля, каждого электрода достигают только ионы одного определенного знака. Поэтому (28') в отличие от (3') раздела А, I выражает собой полный ток к электродам.

Для определения неизвестных i и δ мы располагаем еще уравнением пространственного заряда Лэнгмюра:

$$i(t) = 5,46 \cdot 10^{-8} \frac{U^{\frac{3}{2}} S}{\sqrt{M \delta^3}}. \quad (29)$$

Если отсюда выразить i через δ и подставить в (28'), то мы получим интегродифференциальное уравнение для определения $i(t)$. Его строгое решение представляет трудности даже при простых предположениях о виде функции $F(x, u)$. Для приближенного вычисления заметим, что порядок величины второго члена меньше первого в отношении $\frac{d\delta}{dt} : u$. Если плотность тока не очень мала, а напряжение не очень велико, то это отношение $\ll 1$ и можно в (28') отбросить второй член; получим:

$$i \approx \frac{Se}{t} \int_{\delta}^d F(x, -\frac{x-\delta}{t}) (x-\delta) dx. \quad (28'')$$

Положим $F(x, u) = nAe^{-\frac{u^2}{4w^2}}$. (31'') дает:

$$i \approx \frac{nAS_0}{t^2} \int_0^d e^{-\frac{(x-\delta)^2}{4t^2w^2}} (x-\delta) dx = \frac{ASn\epsilon w^2}{2} \left[1 - e^{-\frac{(d-\delta)^2}{4t^2w^2}} \right]. \quad (30)$$

Отсюда

$$t = \frac{d-\delta}{w \sqrt{\ln \frac{i_0}{i-i_0}}},$$

где

$$i_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} S n \epsilon w.$$

Вставляем сюда выражение δ из (29):

$$\delta = 2,32 \cdot 10^{-4} U^{\frac{3}{4}} S^{\frac{1}{2}} t^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{4}},$$

и положим, что $i = \frac{1}{n} i_0$.

Тогда

$$t = \frac{d - 2,32 \cdot 10^{-4} \cdot U^{\frac{3}{4}} S^{\frac{1}{2}} i_0^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{4}} n^{\frac{1}{4}}}{w \sqrt{\ln \frac{n}{n-1}}}. \quad (31)$$

По этой формуле можно подсчитать время, в течение которого величина тока упадет в заданное число раз. Однако следует иметь в виду, что уравнение (28'') и его решение (30) дают хорошее приближение только, пока δ еще в несколько раз меньше d .

Из (31) следует, в частности, что:

1) приложенное напряжение сказывается тем сильнее, чем больше его величина и чем меньше предшествовавший ток и молекулярный вес газа;

2) слабое обратное напряжение сказывается только в конце процесса, когда $\frac{1}{n}$ достаточно мало;

3) существует напряжение, немедленно сказывающееся во всем разрядном промежутке; его величина:

$$U_k \approx 7,2 \cdot 10^4 \sqrt[3]{M d^4 \left(\frac{i_0}{S} \right)^2}. \quad (32)$$

Так, в парах ртути ($M=200$) при $d=2$ см и $\frac{i_0}{S}=1,6$ mA/cm², $U_k=14$ kV.

2. Среднее давление, $\lambda_i \ll d$. Предположения те же, что и раньше, за исключением характера движения ионов. Последнее носит характер диффузии в области, свободной от поля, и определяется уравнением подвижности в пределах катодного слоя.

Рассмотрим плоский случай. Для объема, заключенного между обоими слоями пространственного заряда, сохраняет силу уравнение (17'):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}.$$

Однако краевые условия изменяются; мы имеем теперь $n=0$ при $x=\delta$ и $x=d$. Толщина ионного слоя δ должна быть определена по формулам теории пространственного заряда; однако вместо формулы Лэнгмюра (29), пригодной для высокого вакуума, мы должны взять формулы Пуля [16] и Мак-Карди [15], предполагающие, что скорость иона пропорциональна корню квадратному из напряженности поля¹:

$$i = 4,3 \cdot 10^{-9} \frac{U^{\frac{3}{2}} \cdot S \cdot \lambda_i^{\frac{1}{2}}}{\delta^{\frac{5}{2}}}, \quad \delta = 4,5 \cdot 10^{-4} \sqrt[5]{\frac{U^3 S^2 \lambda_i}{i^2}} \quad (33)$$

(λ_i — длина свободного пробега иона).

Значение i определяем как ток ионов, входящий в катодный слой:

$$i = eS \cdot D_a \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right)_c + eS n_\delta \cdot \frac{d\delta}{dt} \quad (34)$$

(см. у Коха [17]).

Однако решение уравнения (17) при условиях (33) и (34) вряд ли возможно. Поэтому пойдем и здесь путем приближений. В качестве первого приближения определим i по формуле (34), пользуясь для этого решением (18'). Другими словами, будем считать, что спад ионизации происходит независимо от наличия поля. Это допущение приблизительно справедливо, пока $\delta \ll d$. Напишем:

$$n = n_0 e^{-\frac{\pi^2}{d^2} \int D_a dt} \sin \frac{\pi}{d} x.$$

Это выражение для n и вычисленное по нему $\frac{\partial n}{\partial x}$ при $x=\delta$ надо подставить в (34). Поскольку $\delta \ll d$, имеем:

$$\sin \frac{\pi x}{d} \approx 0, \quad \cos \frac{\pi x}{d} \approx 1.$$

Следовательно, в (34) второй член мал сравнительно с первым. Отбрасывая его, мы найдем:

$$i = \frac{\pi n_0 e S D_a}{d} e^{-\frac{\pi^2}{d^2} \int D_a dt}.$$

¹ Для еще более высоких давлений, когда скорость иона следует считать пропорциональной напряженности поля, вместо (33) нужно взять формулу Астона.

Подставляем это в (33):

$$\delta = 4,5 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{U^3 \lambda_i d^2}{n_0^2 D_a^2 e^2}} e^{\frac{2\pi^2}{5} \frac{1}{d^2}} \int D_a dt. \quad (35)$$

Если для $D_a(t)$ принять экспоненциальное убывание со временем (см. раздел А, 2, п. «б»): $D_a = D_{a0} e^{-\frac{2am}{M} t}$, то найдем:

$$\delta = 2,85 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{\frac{U^3 \lambda_i d^2}{n_0^2 D_a^2 e^2}} \exp \left\{ \frac{\pi^2}{5} \frac{MD_{a0}}{amd^2} (1 - e^{-\frac{2am}{M} t}) \right\}. \quad (36)$$

Отсюда можно найти тот промежуток времени, по истечении которого электрическое поле восстанавливается во всем объеме газа. Это „время восстановления поля“ мы найдем из условия $\delta = d$. Его можно определить, пользуясь (36). Если для упрощения ввести в расчет средний коэффициент диффузии $\bar{D}_a$, то из (35) найдем время восстановления поля θ :

$$\theta = \frac{0,12d^2}{\bar{D}_a} [-19,87 + 2 \ln n_0 + 2 \ln \bar{D}_a + 3 \ln d - 3 \ln U - \ln \lambda_i]. \quad (37)$$

Возьмем, например, $\bar{D}_a \approx 10^4$ см²/сек, $\lambda_i = 0,5$ см (приблизительно соответствующие ртутному пару при $p = 7$ μ Нг); далее положим $n_0 = 4 \cdot 10^{11}$ см⁻³; $d = 2$ см. Найдем θ (μ сек) = 48 (12,5 — 3 $\ln U$).

U (вольт)	1	10	100	1 000	10 000	14 800
θ (μ сек)	600	456	312	168	24	0

Тот же метод расчета можно применить и к определению времени восстановления управляемости в приборе, снабженном управляющей сеткой. Вытекающая из него логарифмическая зависимость θ от приложенного напряжения хорошо согласуется с опытными данными Германа [27] и Друскиной и Красиловой [29].

Следующее, второе, приближение должно состоять в том, что уравнение (17') решается с краевыми условиями: $n = 0$ при $x = \delta$ и $x = d$, причем δ определяется по уравнению (36). Этим будет учтено влияние расширяющегося ионного слоя на самую скорость деионизации. Решение, приводящее к двойному ряду тригонометрических и показательных функций, очень громоздко, и мы его не выписываем. Оно дает несколько меньшую величину θ при высоких обратных напряжениях.

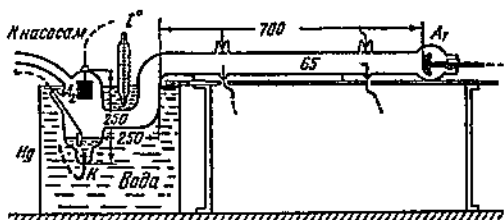
II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСХОДНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ВРЕМЕНИ ДЕИОНИЗАЦИИ РТУТНОГО ПАРА

Из теоретических соображений, изложенных в первой части, видно, что необходимыми исходными данными для расчета времени деионизации являются: начальная концентрация электронов и ионов и распределение скоростей или коэффициент амбиполяр-

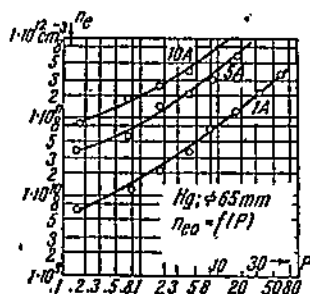
ной диффузии или, наконец (в зависимости от давления), коэффициент рекомбинации.

Имея в виду приложение предыдущих расчетов к ионным приборам и в первую очередь к ртутным выпрямителям, мы интересовались, главным образом, данными по разряду в парах ртути. Относительно концентрации электронов и температуры их при разряде в парах ртути имеются отдельные данные в работах Лэнгмюра и Мотт-Смита [19], Киллиэна [20], Любке [21]; систематические данные для цилиндрической трубки диаметром 32 мм добыты Б. Н. Клярфельдом [22]. Нами были пополнены данные для диаметра 32 мм и произведены измерения в трубках диаметром 65 и 100 мм.

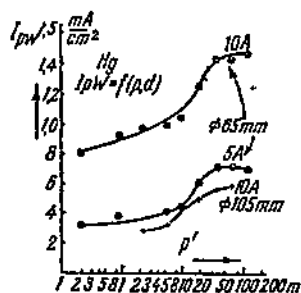
Возможность пересчета этих данных для трубок другого диаметра на основе закона подобия будет освещена дополнительно



Фиг. 4.



Фиг. 5. Концентрация электронов по оси ртутного разряда как функция давления паров; параметр — сила тока.



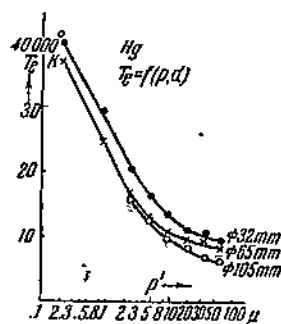
Фиг. 6. Плотность ионного тока к стенкам трубки в ртутном разряде.

в отдельной работе, где будут выяснены также отступления от этого закона.

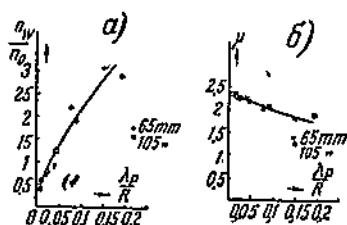
Кроме того, производились измерения плотности ионного тока к стенке трубки и отношение концентраций электронов у стенки и по оси разряда; на основании этих данных вычислялся коэффициент амбиполярной диффузии D_a в стационарном разряде с целью сравнения его с коэффициентом диффузии в стационарной деионизации.

Измерения производились в разрядных трубках того типа, который принят во всех работах ВЭИ по положительному столбу ртутного разряда [22], [10]; конструкция изображена на фиг. 4. В данном горизонтальном рукаве помещались две пары

зондов: на уровне стенок — два плоских дисковых зонда диаметром 5 мм, снабженных охранными кольцами шириной 2 мм; против них по оси трубки помещались два продольных цилиндрических зонда длиной 10 мм, диаметром 0,5 мм. Давление ртутного пара регулировалось температурой воды в ванне; температура анодного рукава поддерживалась на постоянном, более высоком, уровне (150° С) посредством внешней печки, не показанной на фигуре. При определении температуры конденсации ртути вводилась поправка на перепад температуры в толще стеклянной стенки. В табл. 1—4 приводим результаты измерений



Фиг. 7. Электронная температура в ртутном разряде.



Фиг. 8. Отношение концентрации электронов у стенки и по оси разряда.

n_e , T_e , j_p и $\frac{n_{ew}}{n_{e0}}$ для трубок диаметром 65 и 100 мм. При высоких давлениях измерения электронного тока осевыми зондами возможны только при небольшой силе разрядного тока; при большой величине тока зонд раскалялся и измерения становились ненадежными. Во всех таблицах (1—4) и графиках (фиг. 5—8) указано давление, приведенное к 0° С.

Таблица 1 (см. также фиг. 5)

Концентрация электронов по оси ртутного разряда, диаметр трубки 65 мм
 n_0 (10^{10} см.⁻³)

i (A) \ p (μ)	0,20	0,88	2,3	4,9	9,6	19	36	65
1	0,67	1,3	2,1	3,4	7,2	12	21	32
5	4,0	6,5	1,4	20	33	55	—	(190)
10	9,1	17	26	39	—	—	—	—

Диаметр трубки 105 мм
 $n_e (10^{10} \text{ см}^{-3})$

$i(A) \backslash p(\mu)$	2,3	4,9	9,6	19	36	65
1	0,96	1,96	5,9	10,6	17	25,8
3	3,15	7,2	25	33	—	(87)
10	14,2	24,3	(76)	(130)	—	—

Таблица 2 (см. также фиг. 6)

Плотность ионного тока к стенкам трубки в положительном столбе ртутного разряда, диаметр трубки 65 мм, $j_p (\text{мА/см}^2)$

$i(A) \backslash p(\mu)$	0,20	0,88	2,3	4,9	9,6	19	36	65
1	0,053	0,060	0,065	0,068	0,071	0,09	0,135	0,12
5	0,32	0,37	—	0,41	0,44	0,60	0,71	0,71
10	0,81	0,92	0,97	1,00	1,05	1,25	1,43	1,43

Диаметр 105 мм

$i(A) \backslash p(\mu)$	2,3	4,9	9,6	19		
1	0,020	0,025	0,04	0,040	0,045	0,046
3	0,080	0,095	0,115	0,125	0,15	0,139
10	0,29	0,32	0,45	0,50	0,55	0,58

Величины T_e и $\frac{n_{ew}}{n_{eo}}$, сравнительно мало зависящие от величины тока, приводим только как функции давления паров и диаметра трубки:

Таблица 3 (см. также фиг. 7)

Электронная температура $T_e (1000^\circ \text{К})$

$\varnothing \text{ (мм)} \backslash p(\mu)$	0,20	0,88	2,3	4,9	9,6	19	36	65
32	40	29,2	20,2	16,0	13,2	11,0	10,2	9,2
65	37	24,6	16,4	12,9	10,7	9,5	9,3	8,2
105			15,6	12,5	9,7	8,2	6,85	(6,0)

Таблица 4 (см. также фиг. 8, а)

Отношение концентраций электронов у стенки (n_{ew}) и по оси (n_{eo}) ртутного разряда

$\begin{matrix} p (\mu) \\ \diagdown \\ \varnothing (\text{mm}) \end{matrix}$	0,20	0,88	2,3	4,9	9,6	19	36	65
32		0,62	0,61	0,58	0,50	0,39		
65	0,65	0,51	0,34	0,31	0,22	0,09	0,07	0,04
100			0,29	0,19	0,12	0,076	0,051	0,038

Пользуясь данными о n_{eo} и отношении $\frac{n_{ew}}{n_{eo}}$, можно определить число электронов в 1 см положительного столба N_e . Для этого нужно знать закон распределения концентрации по сечению столба. При средних давлениях мы можем принять распределение по функции Бесселя:

$$n_e(r) = n_{eo} \cdot J_0\left(\eta \frac{r}{R}\right),$$

где η — первый корень уравнения $\frac{n_{ew}}{n_{eo}} = J_0(\eta)$. Вычисленные по этому уравнению значения даны на фиг. 8, б, как функция $\frac{\lambda_p}{R}$, где λ_p (свободный пробег ионов) вычислен так:

$$\lambda_p = \sqrt{2} \frac{\lambda_1}{p},$$

$p_1 = 1,5$ см — свободный пробег нейтральной молекулы Hg при $\lambda = 1 \mu$ Hg.

Для числа электронов в единице длины столба N_e находим:

$$N_e = 2\pi n_{eo} \int_0^R J_0\left(\eta \frac{r}{R}\right) r dr = \frac{2\pi n_{eo} R^2}{\eta} J_1(\eta), \quad (38)$$

так как по известному свойству бesselевых функций

$$\int J_0(x) \cdot x dx = J_1(x) \cdot x.$$

Находим следующие результаты (табл. 5).

Таблица 5

Число электронов в 1 см положительного столба N_e (10^{12} см $^{-1}$)

$\begin{matrix} p (\mu) \\ \diagdown \\ \varnothing (\text{mm}) \end{matrix}$	0,20			0,88			2,3		
	1a	3a	10a	1a	3a	10a	1a	3a	10a
32							0,25	1,0	3,5
65	0,18	0,63	2,6	0,34	1,2	4,0	0,46	1,4	5,6
100							0,46	1,51	6,8

$\varnothing$ (mm) \ p (μ)	4,9			9,6			19			65		
	1a	3a	10a	1a	3a	10a	1a	3a	10a	1a	3a	10a
32	0,4	1,4	4,6	0,6	1,8	6,9	1,0	3,1				
65	0,63	1,95	7,2				1,75	5,4				
100	0,86	3,14	10,6				3,6	11,4	19	4,45	14	—
										8,8	(29)	—

Вычисление коэффициента диффузии D_a мы производим, исходя из предположения, что все ионы, возникающие в единице длины столба, рекомбинируют на стенках. Если ионизуются непосредственно нормальные атомы, то последнее предположение выразится так:

$$2\pi R j_p = e \int_0^R z n \cdot 2\pi r \, dr = 2\pi e z n_0 \int_0^R J_0\left(\eta \frac{r}{R}\right) r \, dr.$$

С другой стороны, теория положительного столба дает $\sqrt{\frac{z}{D_a}} R = \eta$. Из этих двух равенств приходим к выражению для D_a :

$$D_a = \frac{j_p R}{e n_0 \eta J_1(\eta)} \quad (39)$$

или, подставив $N_a = 2\pi \int_0^R n r \, dr = \frac{2\pi n_0 R^2 J_1(\eta)}{\eta}$ — число электронов в 1 см столба,

$$D_a = \frac{2\pi j_p R^3}{e N_a \eta}. \quad (39')$$

Однако возможно, что в интересующей нас области давлений и плотностей тока ионизация в парах происходит в основном ступенчатым путем (см., например, работу Б. Н. Клярфельда [22]). Тогда $z = \beta n_a$, где n_a — концентрация возбужденных атомов. Как показал В. А. Фабрикант [49], распределение этих атомов, наиболее уклоняющееся от равномерного, имеет место при малой плотности тока, когда можно написать $n_a(r) \approx n_{a0} \cdot J_0\left(\eta \frac{r}{R}\right)$.

В этом случае и в предположении ступенчатой ионизации В. А. Фабрикант установил, что распределение электронов будет также мало отличаться от распределения возбужденных атомов. Если этот случай рассмотреть, как противоположный прямой ионизации, то мы найдем, что число пар ионов, образуемых в 1 см³ в 1 сек., будет равно:

$$\beta n_{a0} n_{e0} J_0^2\left(\eta \frac{r}{R}\right).$$

Вместо предшествующих уравнений имеем теперь:

$$2\pi R j_p = 2\pi \varepsilon \beta n_{ea} n_{e0} \int_0^R J_0^2\left(\eta \frac{r}{R}\right) r dr = \pi n_{a0} n_{e0} \varepsilon \beta R^3 [J_0^2(\eta) + J_1^2(\eta)]$$

и

$$\sqrt{\frac{n_{a0} \beta}{D_a}} \cdot R = \eta.$$

Комбинируя два последних равенства, найдем:

$$D_a = \frac{j_p R}{\pi n_{e0} \cdot \frac{\eta^2}{2} [J_0^2(\eta) + J_1^2(\eta)]} = \frac{2\pi j_p R^3}{\pi N_e} \cdot \frac{2J_0(\eta)}{\eta^2 [J_0^2(\eta) + J_1^2(\eta)]}. \quad (40)$$

На фиг. 9 приведены значения

$$D_a = f\left(\frac{j_p}{R}\right),$$

вычисленные по данным зондовых измерений в обеих трубках (65 и 105 мм): кривая *a* — в предположении прямой ионизации [формула (39)], кривая *b* — в предположении ступенчатой ионизации [формула (40)]. Обе кривые представляют собой крайние пределы возможных значений D_a ; нужно думать, что истинные значения лежат посредине, причем при более низких давлениях — ближе к кривой *a*, при более высоких давлениях — ближе к кривой *b*.

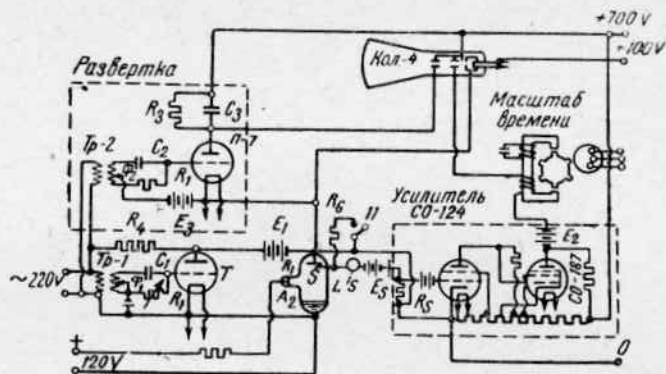
Кривыми фиг. 8, 6 и 9 можно пользоваться для расчета ионизации и деионизации при условии диффузионного режима; значение D_a можно оценить при этом с ошибкой, не превышающей 20%. Насколько такой подсчет соответствует действительности, можно проверить при экспериментальном исследовании скорости деионизации; результаты проверки описаны в следующем разделе.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ДЕИОНИЗАЦИИ В ПАРАХ РТУТИ

А. Методика исследования

Для экспериментального изучения стадии деионизации различными исследователями [1], [2], [5], [16], [17], [23—31] были применены разнообразные методы; сводку их см. [7] § 4. После многочисленных вариантов мы остановились на методе осциллографирования зондового тока посредством электронного осциллографа по схеме, изображенной на фиг. 10. Экспериментальная трубка *L* питается от сети переменного тока и в момент максимума тока тушится посредством тиратрона *T*, присоединен-

ного параллельно ей. Ток зонда S усиливается двухламповым усилителем постоянного тока (усиление по напряжению

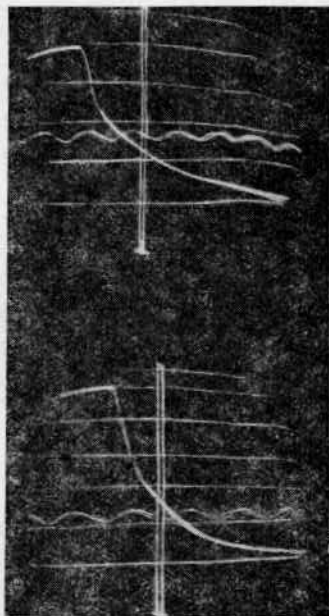


Фиг. 10. Схема исследования деионизации газа в отсутствие электрического поля.

~ 300 раз) и подается на осциллограф типа КОП-4. На вторую пару пластин подается развертывающее напряжение от конденсатора C_3 , заряжаемого лампой П-7 и разряжаемого сопротивлением R_3 . Согласование фазы зондового тока и развертки достигается фазорегуляторами Гейгера Φ_1 и Φ_2 . Градуировка шкалы тока осуществляется переключением зондовой схемы с зонда на реостат с отсчетом постоянного тока по гальванометру i_s . Для градуировки шкалы времени используется ток частоты 3 000 Hz от колеса Лакура. Более подробное описание действия схемы см. также [7], § 4.

Измерение времени деионизации производилось в разрядных трубках типа, описанного в ч. II (фиг. 4). Давление регулировалось температурой ванны; последняя менялась от 20 до 80° (соответственно p от 0,7 до 60 μ).

Зондовые осциллограммы снимались обычно при отрицательном напряжении на зонде не ниже 30 V относительно анода. При этом условии на зонд шел ионный ток насыщения. Изменение потенциала пространства около зонда на несколько вольт в стадии деионизации не могло существенно повлиять на ток зонда и при обработке осциллограмм можно было считать потенциал зонда относительно плазмы постоянным.



Фиг. 11. Образцы осциллограмм ионного тока.

Образцы осциллограмм ионного тока приведены на фиг. 11; осциллограммы содержат оси i и t , линии масштаба тока и масштаба времени и, наконец, кривую ионного тока на зонд, начинающуюся еще в стадии дугового разряда и переходящую в стадию деионизации.

Чтобы судить по осциллограмме о плотности ионного тока в отдельные моменты времени, нужно силу зондового тока разделить на поверхность ионной оболочки зонда. Последняя в стадии деионизации растет. Однако мы можем рассчитать ее размеры, если полагать ионный ток ограниченным пространственным зарядом. Мы можем тогда применить формулу Лэнгмюра и Блоджетт [32]):

$$i_s = \frac{14,7 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{\frac{m_p}{m_e}}} \frac{l \cdot U_s^{\frac{3}{2}}}{r^{\frac{3}{2}}},$$

где l и r — длина зонда и его радиус; U_s — потенциал зонда относительно пространства; i_s — ток зонда; β^2 — функция отношения радиуса оболочки к радиусу зонда $\left(\frac{a}{r}\right)$, для которой авторы дают таблицы. Определив по этой формуле и таблицам $\frac{a}{r}$,

мы можем вычислить плотность тока $j_p = \frac{i_s}{2\pi a l}$. Для вычисления относительной скорости спадания достаточно пользоваться просто исправленной силой зондового тока $i_s' = i_s \cdot \frac{r}{a}$, пропорциональной j_p . Поскольку распределение скоростей ионов изменяется резко в начале процесса деионизации и далее мало меняется, мы можем считать, что ход i_s' со временем представляет также ход концентрации ионов n со временем.

Однако нужно отметить, что для всех приложений к вопросам обратных зажигания, сеточных токов, восстановления управляемости и т. д. важна именно та величина, которую мы считываем на осциллограмме — плотность тока ионов.

В. Результаты исследования деионизации

1. Закон спадания ионного тока со временем. Этот вопрос был теоретически рассмотрен в ч. I, раздел А, 2, пп. «б» и «с». Для экспериментальной проверки строились графики зависимости $\ln \frac{i}{i_0}$ от времени при различных условиях давления, размеров трубки и т. д. Пример такого графика дан на фиг. 12, содержащей результаты обработки ряда зондовых осциллограмм, снятых в трубке диаметром 65 мм при различных давлениях. Мы видим, что при низких давлениях (2,3 и 4,9 μ) график в широких пределах идет прямолинейно, т. е. ионный ток падает в де-

сятки раз по экспоненциальному закону. Однако и при этих давлениях в конце процесса уже замечается замедление в относительном ходе деионизации. Чем выше давление, тем раньше (т. е. при более высокой концентрации) начинается это отступление от простого экспоненциального закона и тем сильнее оно выражено.

Мы видим, что результаты опытов полностью согласуются с выводами теоретического анализа о постепенном замедлении диффузии вследствие уменьшения температуры электронов. Разрозненные наблюдения отдельных исследователей (Герман [27], Граф [26], Кингдон [33]), нашедших неэкспоненциальный ход кривой деионизации, вполне согласуются с нашими наблюдениями. Существенно, однако, было установить, в каких условиях это обстоятельство имеет место.

На основании выводов ч. I, раздел А, 2 и данных опыта мы можем указать критерий; если скорость деионизации выше, чем скорость падения электронной температуры, т. е. если $\tau < \frac{M}{2am} \left(\alpha = \frac{c}{\lambda_0} \right)$, то деионизация происходит в основном экспоненциально; в противном случае при $\tau > \frac{M}{2am}$, имеющем место при более высоком давлении или большем объеме, ход деионизации постепенно замедляется.

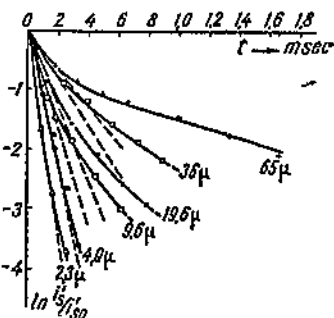
2. Зависимость скорости деионизации от давления. Чтобы выяснить зависимость хода деионизации от различных условий, нам нужно характеризовать его какой-либо определенной мерой. В качестве такового мы можем взять начальную относительную скорость деионизации $\left[\frac{d \ln j_p}{dt} \right]_0$ или обратную ей величину τ_0 — временную постоянную начала деионизации.

Эту величину мы вычисляем по наклону касательной в начале кривой $\ln \frac{j}{j_0} = f(t)$. Найденные таким образом значения τ_0 для цилиндрического объема диаметром 65 мм представлены на фиг. 13, а диаметром 105 мм — на фиг. 14.

Возникает вопрос о сравнении их с теоретическими расчетами. Из формул раздела I, А, § 2 следует, что при бесконечно длинной цилиндрической трубке

$$\tau = \frac{R^2}{D_a \cdot \eta} \quad (41)$$

Если предположить, что в начале процесса деионизации D_a имеет то же значение, что и в стационарном разряде, то, взяв данные для D_a и η , найденные в разделе II, мы сможем по предыдущей



Фиг. 12. Ход деионизации в ртутном паре при разных давлениях; диаметр 65 мм.

формуле подсчитать теоретическое значение τ_0 . В зависимости от способа ионизации газа в стационарном разряде мы найдем два крайних значения τ_0 : при прямой ионизации, подставляя (39) в (41):

$$\tau_0 = \frac{\epsilon R n_{e0}}{j_p} \cdot \frac{J_1(\eta)}{\eta} = \frac{\epsilon N_e}{2\pi R j_p}; \quad (42)$$

при ступенчатой ионизации, подставляя (40) в (41):

$$\tau_0 = \frac{\epsilon R n_{e0}}{j_p} \cdot \frac{J_0^2(\eta) + J_1^2(\eta)}{2} = \frac{\epsilon N_e}{2\pi R j_p} \cdot \frac{\eta [J_0^2(\eta) + J_1^2(\eta)]}{J_0(\eta)}. \quad (43)$$

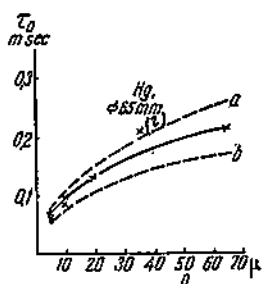
Формулу (42) можно вывести совершенно элементарно, если просто написать, что уменьшение числа ионов (и электронов) в плазме равно числу ионов, поступивших на стенки трубки; на единицу длины:

$$-dN_e = 2\pi R \frac{j_p}{\epsilon} dt,$$

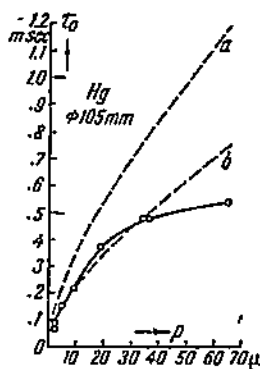
откуда

$$\tau = -N_e \frac{dt}{dN_e} = \frac{\epsilon N_e}{2\pi R j_p}.$$

Этот вывод показывает, что формула (42) сохраняет свою силу и для низких давлений и не ограничена только диффузионным режимом. Однако



Фиг. 13. Начальные значения τ при диаметре 65 мм. Сплошная линия — опыт; пунктирные линии — вычисление.



Фиг. 14. Начальные значения τ при диаметре 105 мм. Сплошная линия — опыт; пунктирные линии — вычисление.

в этом случае она выражает скорость уменьшения общего числа ионов во всем сечении плазмы и ничего не говорит об изменении концентрации в отдельных участках плазмы.

Вычисленные таким путем значения τ_0 нанесены на фиг. 13 и 14 пунктирными линиями; линии а вычислены в предположении прямой ионизации в разряде, линии б — в предположении ступенчатой ионизации. Мы можем констатировать:

1. Расчет, опирающийся на теорию диффузии и на значения D_a , определенные в стационарном разряде, дает довольно

близкие к действительности абсолютные значения начальной скорости деионизации при $p \cdot R < 0,2$ cm mm Hg.

2. При большом диаметре разрядной трубки лучшие количественные согласия с опытом дают значения D_a , вычисленные в предположении ступенчатой ионизации в стационарном разряде; при меньшем диаметре τ_0 и, следовательно, D_a имеют значения, промежуточные между выведенными в двух крайних предположениях (только прямой или только ступенчатой ионизации).

3. При самых высоких значениях $pR (> 0,25$ cm mm Hg) начальная скорость деионизации больше вычисленной при любом из названных предположений.

Отсюда следует прежде всего, что коэффициент амбиполярной диффузии D_a в стационарном разряде и в распадающейся плазме в начале процесса деионизации имеет одинаковые значения, по крайней мере приблизительно. Это значит, что начало деионизации не сопровождается каким-либо значительным скачкообразным изменением состояния плазмы. В этом нет противоречия с предположением, что с начала деионизации $z = 0$. На самом деле z определяется наличием быстрых электронов, исчезающих очень быстро, см. [7]; D_a определяется средней скоростью электронов и меняется медленно. Если, например, T_e меняется от 1,5 до 1,2 eV, то D_a меняется примерно на 10%; в то время как z падает для прямой ионизации Hg в 12 раз и для ступенчатой ионизации в 3,6 раза.

Далее, заслуживает внимания значение τ_0 при $p > 50$ μ в трубке диаметром 105 mm, меньшее вычисленных при обоих предположениях. Это расхождение не может быть объяснено ни уменьшением энергии электронов, ни продолжающейся ионизацией ($z \neq 0$); эти процессы могли бы только увеличить τ_0 (замедлить деионизацию), но не уменьшить ее. Наиболее естественным объяснением нам кажется появление объемной рекомбинации при уменьшающейся скорости диффузии к стенкам.

3. Зависимость скорости деионизации от размеров деионизируемого пространства. Из фиг. 13 и 14 видно непосредственно, что с увеличением диаметра трубки скорость деионизации уменьшается. В согласии с выводами из диффузионной теории [формула (41)] начальное значение временной постоянной приблизительно пропорционально квадрату диаметра трубки, как это видно из табл. 7.

Среднее значение $\frac{(\tau_0)_{105}}{(\tau_0)_{65}} = 2,5$ близко к квадрату отношения диаметров: $\left(\frac{105}{65}\right)^2 = 2,6$.

Интересно проверить применимость к этому вопросу закона подобия. При соответственных давлениях ($p \cdot R = \text{const}$) время достижения ионами стенки должно быть пропорционально радиусу трубки, так как скорости движения ионов в соответственных точках должны быть равны (см. Энгель и Штенбек [14], ч. II, § 40). На основании этого правила можно вычислить вре-

Таблица 7

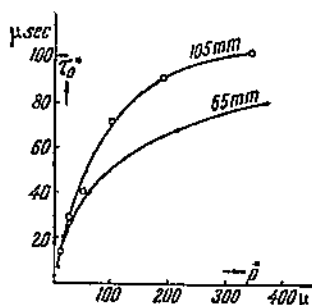
Начальная временная постоянная деионизации в трубках диаметром 65 и 105 мм

$p \mu$	2,3	4,9	9,6	19	32	65	
τ_0 $\mu \text{ sec}$	при $\varnothing 65 \text{ mm}$	25	67	90	130	220	
	при $\varnothing 105 \text{ mm}$	73	152	212	370	480	
$\frac{(\tau_0)_{105}}{(\tau_0)_{65}}$	2,9	2,3	2,4	2,9	2,2	2,5	Среднее 2,5

менную постоянную для одного диаметра трубки, если она известна для другого. Для его проверки вычислим τ_0 для трубки радиусом в 1 см, исходя из данных табл. 7. Если закон подобия справедлив, то, исходя из опытных данных для обеих трубок, мы должны для $R=1$ см получить одинаковые значения. Результат вычислений представлен на фиг. 15. По оси абсцисс отложены давления, по оси ординат — τ_0 ; то и другое приведено к $R=1$ см по закону подобия, т. е.

$$p^* = pR \quad \text{и} \quad \tau_0^* = \frac{\tau_0}{R}.$$

Верхняя кривая вычислена по данным для диаметра 105 мм, нижняя — по данным для диаметра 65 мм. Мы видим, что для



Фиг. 15.

небольших давлений ($< 10 \mu$) закон подобия соблюдается удовлетворительно. При более высоких давлениях наблюдаются расхождения с опытом; в этой области закон подобия соблюдается качественно (уменьшение длины пробега влияет в том же направлении, что и увеличение геометрических размеров трубки), но не выполняется количественно.

4. Зависимость скорости деионизации от величины тока. С увеличением тока растет начальная концентрация ионов в разряде. В первом приближении можно написать: $n_{e0} = C i^\gamma$, где C есть функция давления и размеров трубки, $\gamma > 1$ (см. ч. II, табл. 2). Поэтому, если нас интересует время уменьшения концентрации ионов до какой-либо заданной величины n_1 , мы, естественно, найдем, что это время (обозначим его τ') будет тем больше, чем больше величина тока в разряде. Возьмем самый простой случай, когда деионизация происходит по экспоненциальному закону. Мы можем написать:

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = C \cdot i^\gamma e^{-\frac{\tau'}{\tau}}.$$

$$\tau' = \tau \cdot \ln \frac{ci^i}{n_1} \quad (44)$$

Возникает вопрос: не зависит ли τ от i ? Был произведен ряд опытов, при которых снимались зондовые осциллограммы при различной величине тока в разряде, но прочих одинаковых условиях, и обычным способом определялся ход деионизации во времени. При малых давлениях или в трубках небольшого диаметра никакой систематической зависимости τ_0 от i обнаружить не удалось. В трубке диаметром 100 мм при $p=60 \mu$ и трех разных значениях величины тока были получены следующие результаты:

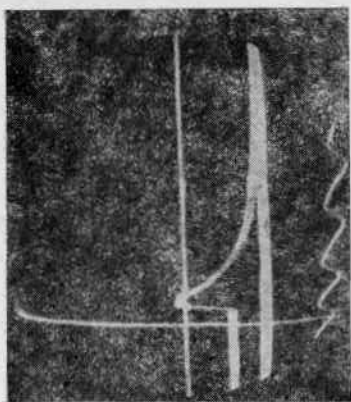
	$i=1A$	$3A$	$10A$
при τ_0	0,83	0,77	0,68
msec			

Повидимому, в этих условиях, наиболее благоприятных для появления рекомбинации в объеме, есть некоторая зависимость τ_0 от i : с увеличением i величина τ_0 несколько падает.

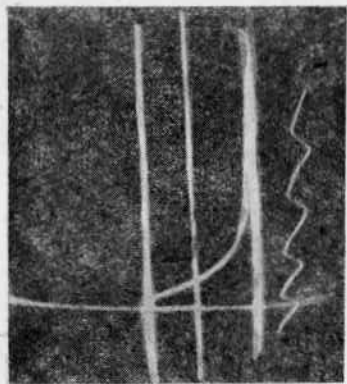
При меньших значениях p и R можно считать, что относительная скорость деионизации не зависит от величины тока. «Абсолютное время деионизации» τ' тогда будет возрастать линейно с $\ln i$; кроме того, оно будет зависеть от давления сильнее, чем τ_0 , так как коэффициент s также растет с повышением давления.

5. Непосредственная демонстрация падения электронной температуры в стадии деионизации. Для наблюдения уменьшения скоростей электронов в стадии деионизации мы снимали зондовые осциллограммы при различных потенциалах на зонд. Во всех исследованных нами разрядных трубках и тиратронах была найдена качественно одинаковая картина. Для иллюстрации ее приводим серию осциллограмм (фиг. 16), снятых в тиратроне с расстоянием анод—сетка, равным 2 см, при $p \approx 20 \mu$ и напряжениях зонд—анод — 30 В; — 10 В; — 6 В; — 5 В; — 4 В; — 3 В; — 2 В (фиг. 16 а, б, в, г, д, е, ф, г). Кривые а и б представляют обычные осциллограммы чисто ионного тока. Кривая в (— 6 В) показывает в стационарном разряде значительно меньший ток, который после гашения дуги сначала круто возрастает, а затем только начинает падать. На кривых д и е ($U_s = 5$ В и — 4 В) мы имеем в стационарном разряде ток другого направления (электронный), который при деионизации проходит через нуль, меняет знак и затем только постепенно спадает до нуля. На кривой ф ($U_s = -3$ В) еще заметны следы того же явления и только на кривой г ($U_s = -2$ В) ток спадает до нуля, оставаясь все время электронным.

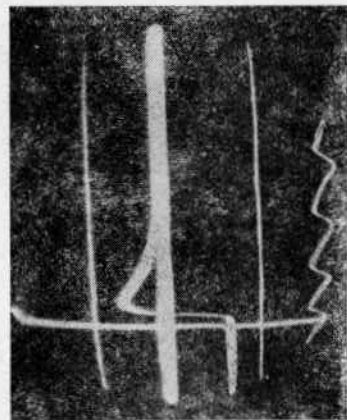
Наша интерпретация осциллограмм от в до ф вытекает непосредственно из общих представлений о работе зонда и о ходе процесса деионизации. При небольших отрицательных напряжениях на зонд идет смешанный ток ионов и наиболее быстрых электронов, способных преодолеть отталкивающее поле зонда.



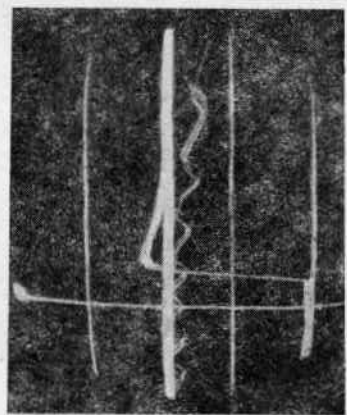
фиг. 16а. $U_S = -30$ V.



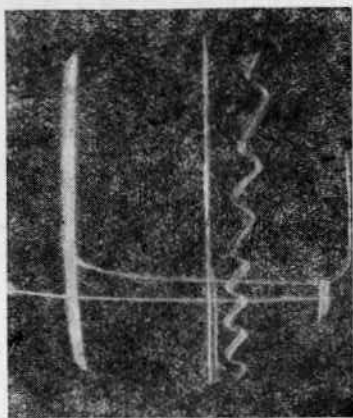
фиг. 16б. $U_S = -10$ V.



фиг. 16д. $U_S = -5$ V.



фиг. 16е. $U_S = -4$ V.

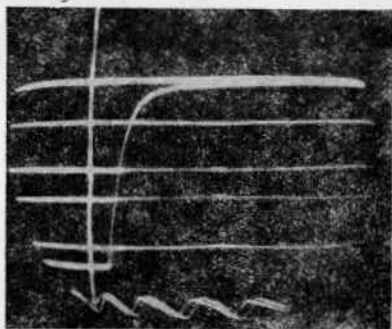


фиг. 16ф. $U_S = -3$ V.

фиг. 16с. $U_S = -6$ V.

После начала деионизации быстрые электроны исчезают в первую очередь; поэтому электронная компонента зондового тока быстро уменьшается до нуля и остается только ионная компонента. Это имеет место и в том случае, где (как на кривых d и e) в стационарном разряде преобладает электронная компонента, но потенциал зонда относительно плазмы все еще отрицателен. Только при положительном потенциале зонда относительно пространства он не отбирает быстрых электронов, а собирает электроны любых скоростей; в этом случае электронная компонента тока не имеет оснований исчезать преждевременно, и, наоборот, ионная компонента обращается в нуль. Так как последняя очень мала по сравнению с полным электронным током, то на осциллограмме g ее влияние незаметно.

В том, что такое объяснение правильно, трудно усомниться. Можно только поставить вопрос, не содействует ли наблюдаемому эффекту еще какая-либо иная причина. Таковой может быть изменение потенциала плазмы в положительную сторону, так как тогда более отрицательный зонд будет сильнее отталкивать электроны. Для этого нужно, чтобы в стационарном разряде существовало положительное анодное падение, разрушение которого и привело бы к повышению потенциала плазмы. Были произведены в данном тиратроне специальные измерения анодного падения, показавшие, что его величина равна:



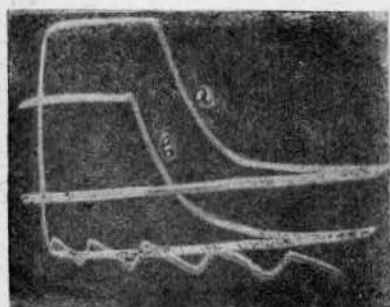
Фиг. 16г. $U_s = -2$ В.

$$\text{при } \frac{p(\mu) = 3}{\Delta U_a \text{ В}} \quad \begin{array}{cccc} 6 & 20 & 70 \\ -4 & -3 & -2,4 & -1,7 \text{ В} \end{array}$$

и, следовательно, оно при всех давлениях имеет отрицательный знак. Разрушение этого анодного падения может только понизить потенциал плазмы, а следовательно, только ослабить наблюдаемый эффект, но никак не усилить и тем более не создать его.

Вид этих осциллограмм позволяет объяснить некоторые результаты, полученные другими исследователями при осциллографировании сеточных токов [30]. Если снимать кривую сеточного тока при потенциалах, близких к потенциалу плазмы, то получается результирующая кривая, сумма электронного и ионного токов, ход которой не дает вовсе представления об уменьшении концентрации ионов в приборе. Оно будет, вообще говоря, сечением семейства осциллограмм типа фиг. 16; форма ее будет определяться изменением потенциала сетки со временем и процессами, происходящими в плазме.

6. Зависимость скорости деионизации от приложенного напряжения. Из теоретических соображений, изложенных в ч. 1, Б, 2, следует что приложенное напряжение может заметно ускорить ход деионизации только с того момента, когда толщина ионной оболочки отрицательного электрода станет сравнимой с размерами всего разрядного промежутка. Это значит, что при малом U , сильном разрядном токе i_a и больших размерах наличие напряжения может сказаться на скорости деионизации только к концу процесса. С этим заключением согласуются наблюдения Пууля [16]. Однако ввиду наличия ряда высказываний, противоречащих этому выводу (см. [5], [29]), было необходимо проверить его, пользуясь методом зонда. Для этой цели были сняты зондовые осциллограммы в ртутном тиратроне ($d_{ga} = 2$ см) по схеме фиг. 10 при различном напряжении встречной батареи



Фиг. 17. Ход деионизации без обратного напряжения (кривая *a*) и при $U_a = -100$ В (кривая *b*).

E_1 . На фиг. 17 приведены две такие осциллограммы; кривая *a* снята при $E_1 = 24$ В (напряжение в стадии деионизации $U \approx 0$, так как напряжение на вспомогательном тиратроне $U_m \approx 24$ В), кривая *b* — при $E_1 = 120$ В ($U \approx 100$ В). Во избежание наложения обе кривые сдвинуты друг относительно друга; все остальные условия эксперимента одинаковы. Можно видеть, что ход деионизации в основном одинаков в обоих случаях; основная масса ионов исчезает с одинаковой скоростью¹. Только в конце кривых можно заметить раз-

ницу: при $U \approx 0$ хвост кривой тянется дольше, чем при $U \approx -100$ В. Этот результат оправдывает то приближение, которое было произведено при расчете скорости восстановления поля в разрядном промежутке (ч. I, Б, § 2). Он дает также основание для простого расчета времени восстановления управляемости в ионном приборе с сеткой (см. [18]).

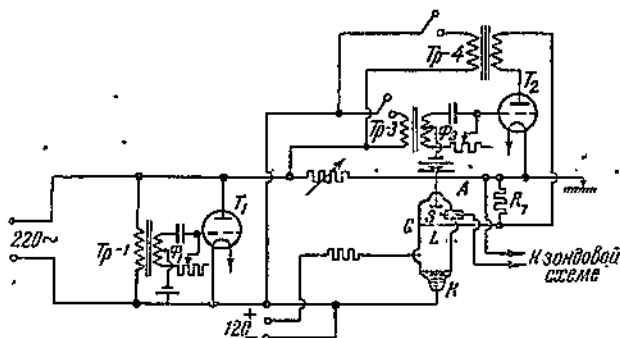
При более высоких напряжениях мы должны ожидать ускорения хода деионизации. Исследование этого вопроса представляет не только теоретический, но и практический интерес. В высоковольтных выпрямителях при наличии индуктивного сдвига фаз между током и напряжением разрядный промежуток сразу после гашения дуги оказывается под высоким (несколько киловольт) отрицательным напряжением. Представляет интерес прежде всего выяснение следующих обстоятельств: 1) какие напряжения заметно ускоряют ход деионизации при практически ин-

¹ Некоторый изгиб на кривой *a* и утолщение на кривой *b* не имеют отношения к самому явлению, а представляют результат дефектов электронной оптики осциллографа.

тересной плотности тока (от нескольких десятых A/cm^2 и выше);
2) велико ли наступающее при этом ускорение деионизации?

Однако решение этой задачи вызвало ряд экспериментальных трудностей: появление обратных зажигания в разрядной трубке, влияние высокого напряжения на чувствительную регистрирующую аппаратуру, реагирующую на несколько милливольт. Кроме того, отсутствие источника высокого постоянного напряжения и достаточной мощности (десятки киловольтампер), могущего играть роль встречной батареи E_1 , заставило нас для постановки этих опытов искать иной схемы, чем описанная выше. После многочисленных проб и вариантов мы остановились на следующей схеме, позволяющей повторно и устойчиво осуществлять процесс деионизации газа при заданном напряжении и регистрировать при этом зондовый ток (фиг. 18).

В разрядную трубку L введена вблизи анода сетка G ; между сеткой и анодом помещен зонд S . Во всем остальном трубка



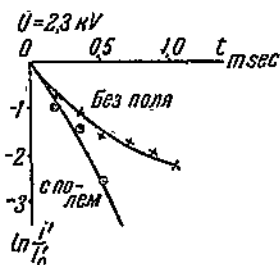
Фиг. 18. Схема исследования деионизации в электрическом поле (силовая часть).

воспроизводит фиг. 4. Питание трубки L переменным напряжением и гашение трубки вспомогательными тиратроном T_1 происходят, как и раньше. Однако еще в стадии горения на сетку G подается высокий отрицательный потенциал U_0 относительно анода A от трансформатора $Tr-4$. Для включения U_0 служит тиратрон T_2 , управляемый фазорегулятором Φ . Поэтому к моменту гашения дуги высокое отрицательное напряжение между A и G налицо и оно остается в течение всего времени деионизации. Последняя происходит, таким образом, в электрическом поле, напряжение которого можно менять независимо от условий разряда. Далее тиратрон T_2 тухнет; потенциал сетки G выравнивается с анодом посредством сопротивления R_7 . Поэтому при следующей положительной полуволне напряжения между K и A сетка не мешает зажиганию.

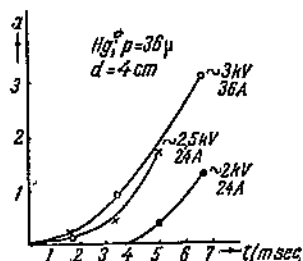
Разрядная трубка имела диаметр 100 мм; расстояние анод — сетка было 40 мм; сетка и анод — железные, толщиной 2 мм; диаметр отверстий сетки 4 мм; зонд посередине между A и G , длина зонда 10 мм, диаметр 0,5 мм.

Опыт производился путем снятия на одну пластинку двух осциллограмм: одной — без высокого напряжения на сетку, другой — с наложением высокого напряжения.

На фиг. 19 представлен обычным способом результат опыта, произведенного при $p' = 36 \mu$, $i_0 \approx 24 \text{ A}$, $U_{ga} \approx 2,3 \text{ kV}$. Без электрического поля деионизация идет, как обычно при этих давлениях, постепенно замедляясь. При наложении поля деионизация идет вначале почти с той же скоростью, затем постепенно ускоряется. Действие поля вначале почти незаметно, но затем все усиливается. К моменту $t = 0,66 \text{ msec}$ концентрация ионов при наличии поля становится уже незаметной, тогда как в отсутствие поля остается еще 18% начальной ионизации.



Фиг. 19. Ход деионизации без обратного напряжения и при обратном напряжении 2,3 kV.



Фиг. 20. Ускорение деионизации как функция напряжения и времени.

Чтобы показать количественно, насколько приложенное напряжение ускоряет ход деионизации, мы можем воспользоваться величиной:

$$a(t, U_g) = \frac{\left(\frac{i_0}{i}\right)_U - \left(\frac{i_0}{i}\right)_0}{\left(\frac{i_0}{i}\right)_0},$$

где i — зондовый ток; $\left(\frac{i_0}{i}\right)_U$ — степень деионизации при наличии напряжения U ; $\left(\frac{i_0}{i}\right)_0$ — то же в отсутствие напряжения.

Эту величину a можно условно назвать ускорением деионизации приложенным напряжением. На фиг. 20 приведены значения a как функции времени при различных приложенных напряжениях. Мы видим, что чем выше приложенное напряжение, тем больше a и тем раньше оно отходит от значения, равного единице. При истолковании фиг. 20 следует обратить внимание на разницу в величине тока для кривых a (36 A) и b (24 A). Если бы кривая a была также снята при 24 A, ее точки лежали бы выше и разница между ней и кривой b была бы больше.

Таким образом полученный небольшой материал по этому вопросу ясно показывает, что влияние напряжения на процесс

деионизации вполне описывается теорией, опирающейся на представлении о существовании ионной оболочки в стадии деионизации. Как практический вывод, следует отметить, что при вышеописанных условиях разряда напряжение меньше 1 kV влияет на скорость деионизации только тогда, когда концентрация ионов стала уже очень малой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа содержит три раздела: 1) расчет хода деионизации в ряде частных случаев, доступных математическому анализу, 2) экспериментальное определение исходных данных, необходимых для расчета времени деионизации; 3) экспериментальное изучение процесса деионизации в парах ртути.

1. Теоретически рассмотрен ход деионизации газа при отсутствии напряжения между электродами в трех идеализированных случаях, соответствующих низкому, среднему и высокому давлению. При низком давлении вся рекомбинация происходит на стенках; ее ход зависит от распределения скоростей ионов. Выведена общая формула для случая плоских деионизирующих поверхностей. При среднем давлении рекомбинация ионов и электронов происходит также на твердых поверхностях, но движение ионов носит уже характер диффузии, скорость которой с течением времени замедляется. Существенную роль здесь играет процесс уменьшения электронной температуры с течением времени. Найден закон изменения распределения скоростей электронов во времени; показано, что это распределение остается максвелловым во все время деионизации, если оно было таковым в стационарном разряде, и что его температура убывает по экспоненциальному закону. Временная постоянная спада электронной температуры оказывается пропорциональной молекулярному весу газа и обратно пропорциональной сумме эффективных сечений газовых молекул в 1 см, следовательно, давлению газа. На основании этого выведена формула для хода деионизации газа; при более низких давлениях она почти не отличается от экспоненты, при более высоких давлениях должны иметь место отступления от экспоненциального хода в сторону замедления к концу процесса; указан критерий, характеризующий условия появления такого замедления. При высоком давлении рекомбинация происходит в объеме газа. Для этого случая дан расчет хода деионизации в предположении, что рекомбинация происходит спонтанно с излучением энергии в виде кванта, и с учетом падения электронной температуры в стадии деионизации.

Далее рассмотрено влияние электрического поля обратного направления на ход деионизации. Его влияние сказывается на процессе деионизации только с того момента, когда толщина слоя пространственного заряда на катоде становится соизмеримой с расстоянием между электродами. Для случая весьма низкого давления вычислено ускорение процесса деионизации под

действием электрического поля. Для среднего давления выведена формула для времени восстановления поля во всем разрядном промежутке. Найдено, что это время зависит от логарифма приложенного напряжения, в согласии с результатами исследования различных авторов.

2. Произведены измерения по методу зондов Лэнгмюра в положительном столбе ртутного разряда при различных давлениях, величине тока и диаметре разрядной трубки. На основании этих измерений вычислены данные, необходимые для расчета хода деионизации: концентрация и полное число электронов в единице длины столба, электронная температура, плотность тока ионов к стенке, коэффициент амбиполярной диффузии ионов и электронов. Показано, как по этим данным вычислить временную постоянную для начала деионизации.

3. Процесс деионизации экспериментально исследован в парах ртути путем регистрации зондового тока катодным осциллографом. Опыты производились при двух конфигурациях: плоской и цилиндрической. Показано, что деионизация идет по экспоненциальному закону при низком давлении и небольшом диаметре трубки и что происходит замедление при больших значениях $p \cdot R$ в соответствии с теорией. Найдена зависимость начальной скорости деионизации от давления, диаметра и силы разрядного тока (при больших давлениях), которая согласуется с диффузионной теорией при $p \cdot R < 0,2 \text{ cm} \cdot \text{mm Hg}$ и дает отступления от нее при больших значениях pR . Приведены численные данные, которые могут быть использованы для расчета обратных токов в рукаве ртутного выпрямителя и в тиратроне. Непосредственными опытами показано падение электронной температуры в стадии деионизации. Исследована зависимость хода деионизации от обратного напряжения; найдено, что при практически интересных плотностях тока и расстояниях напряжения порядка 1 kV и выше вызывают заметное ускорение деионизации.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Güntherschulze, „ETZ“ 31, 28, 1910.
2. J. Issendorff, „ETZ“ 50, 1079, 1929.
3. J. Issendorff, H. Schenkel, R. Seeliger, „Wiss. Ver. d. Siemens-Konz.“, 9, 79, 1930.
4. A. W. Hull, „Gen. El. Rev.“, 32, 213, 1929, № 4.
5. A. W. Hull and J. Langmuir, „Proc. Nat. Ac. Am.“ 15, 218, 1920, № 3.
6. J. Slepian, „Trans. Am. Inst. El. Eng.“, 47, 1398, 1928.
7. В. Л. Грановский, „Известия Академии наук СССР“, сер. физ. № 4, 419, 1938.
8. W. Schottky, „Phys. Zs.“, 25, 342, 635, 1924.
9. F. Arnot & Baines, „Proc. Roy. Soc.“, 151, 256, 1935.
10. В. Фабрикант, Ф. Бутаева и И. Цирг, „Sow. Phys.“, 11, 576, 1937.
11. Б. И. Давыдов, „Sow. Phys.“, 12, 269, 1937.
12. P. S. Morse, S. Lamar, W. Allis, „Phys. Rev.“ 48, 412, 1935.
13. К. Рамзауер и Р. Коллат, „Handb. d. Phys.“, изд. 2-е, 22, ч. 2, 296.
14. А. Энгель и М. Штеенбек, „Физика и техника электрического разряда в газах, ОНТИ, 1935.
15. W. H. McCurdy, „Phys. Rev.“ 27, 157, 1926.

16. M. D. Pool, „Phys. Rev.“, 30, 848, 1927.
17. W. Koch, „Zs. f. techn. Physik“, 17, 446, 1936.
18. В. Л. Грановский, Доклады Академии наук СССР, 20, 1939, № 1.
19. J. Langmuir and H. Mott-Smith, „Gen. El. Rev.“, 27, 538, 616, 762, 810, 1924.
20. T. Kilian, „Phys. Rev.“, 35, 1238, 1930.
21. E. Luebsck, „Phys. Zs.“, 33, 890, 1932.
22. Б. Н. Клярфельд, Журн. техн. физ. 8, 1938, № 22.
23. Daenzler, „Ann. d. Phys.“, 2, 27, 1929.
24. Eckart, „Phys. Rev.“, 26, 454, 1925.
25. C. Kenty, „Phys. Rev.“, 32, 1928.
26. C. Graf, Untersuchungen der Entionisierung in Quecksilberdampfentladungsgefassen. 1935.
27. F. R. Herrman, „Arch. f. Elektr.“ 30, 555, 1936.
28. L. Hauner, „Zs. f. Physik“. 35, 365, 1926.
29. Л. С. Друскина и А. В. Красильов, „Электричество“ № 5, 25, 1937.
30. Н. Н. Петухов, „Электричество“ № 9—10, 16, 1937.
31. F. L. Mohler, „Journ. Res. Bull. of Stand.“, 19, 447, 559, 1937.
32. J. Langmuir & K. Blodgett, „Phys. Rev.“, 50, 1095, 1936.
33. K. Kingdon & H. Tanis, „Phys. Rev.“, 50, 1095, 1936.
34. В. Н. Клярфельд, ЖТФ, 7, 1017, 1937.
35. P. L. Arnot & J. Milligan, „Proc. Roy. Soc.“, 156, 538, 1936.
36. D. J. Snavely, „Phys. Rev.“, 52, 174, 1937.
37. F. L. Mohler & O. Boeckner, „B. S. J. of Res.“, 2, 489, 1929.
38. H. Kreft, „Phys. Zs.“, 32, 948, 1931.
39. E. G. Stückelberg & P. Morse, „Phys. Rev.“, 36, 16, 1930.
40. W. Wessel, „Ann. d. Physik“, 5, 611, 1930.
41. Bailey & Duncanson, „Phil. Mag.“, 10, 145, 1930.
42. R. Tolman, Statistical Mecanics and its applications etc. New-York, Mc Graw Hill Co.
43. F. L. Mohler, „B. S. J. of Res.“, 17, 849, 1936.
44. H. Th. Simon, „Phys. Zs.“, 6, 310, 1905.
45. D. Roschansky, „Phys. Zs.“, 9, 627, 1908.
46. G. Gehlhoff, Handbuch der Elektr. u. Magn. — Graetz'a., Bd. III, S. 885.
47. В. Кларфельд, „Zs. f. Physik“, 38, 289, 1926.
48. Fischer, „Phys. Zs.“, 14, 703, 1914.
49. В. А. Фабрикант, ДАН, 23, 1939, № 3.

Лаборатория ионных приборов. Октябрь, 1938

ТИРАТРОНЫ

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, основными характеристиками тиратрона, представляющего собой наполненную газом до малого давления трехэлектродную лампу с накаливаемым катодом [1] и [2], являются: 1) кривая, выражающая зависимость величины напряжения на сетке, при котором возникает разряд, от величины анодного напряжения, и 2) кривые, определяющие величину тока на сетку тиратрона перед началом разряда в нем.

Изучению различных факторов, определяющих вид данных характеристик, посвящено большее число исследовательских работ последнего времени по тиратронам.

Накаливаемый катод тиратрона делается в настоящее время почти исключительно оксидным. Условия работы такого катода, а отсюда и его конструкция, резко отличаются от условий работы его в вакуумной лампе. Это отличие состоит в том, что катод в тиратроне во время работы непрерывно бомбардируется приходящими к катоду ионами. Бомбардировка ионами вызывает при больших токах значительное нагревание катода и еще более усложняет вопрос о токе насыщения катода. Работы, посвященные эмиссии оксидного катода в газовом разряде [3], [4] и [5], показывают, что на эмиссию влияет не только температура, но и давление газа. Кроме того, у оксидного катода в газовом разряде наблюдается чрезвычайно большой эффект Шоттки. Последнее явление связано со структурой поверхности оксидного катода. Не исключена возможность также вторичной эмиссии электронов из катода под влиянием бомбардировки положительными ионами [4].

Наличие у катода положительных ионов, компенсирующих отрицательный объемный заряд, позволяет получить эмиссию со всей поверхности катода независимо от ее конфигурации. По данным, приведенным в книге К. Хенней [6], «электроны могут свободно выходить из впадин от 3 до 6 мкм шириной и 100 мкм глубиной». Это позволяет придавать катодам сложную форму с экранами, уменьшающими тепловое излучение [7], [8]. Необходимо также, говоря о катодах, упомянуть работу [9] А. Хелла, появившуюся в 1938 г., где описан новый тип катода

для приборов газового разряда с расчетным сроком службы в 20 лет.

В настоящее время довольно подробно изучено влияние ряда факторов на характеристику зажигания тиратрона¹. К таким факторам необходимо в первую очередь отнести геометрию тиратрона, т. е. расстояние между сеткой и катодом, сеткой и анодом и величину отверстий в сетке [10] и [11]. Наклон характеристики зажигания $\frac{dU_a}{dU_g}$ представляет собой величину, аналогичную (не тождественную) коэффициенту усиления электронной лампы. Эта аналогия распространяется и на зависимость наклона от геометрического расположения деталей тиратрона, а в части сетки и от геометрических размеров.

Чем ближе расположен анод тиратрона к катоду, тем менее крута характеристика зажигания. Чем меньше отверстие в сетке и чем ближе сетка расположена к катоду, тем больше наклон характеристики $\frac{dU_a}{dU_g}$ у тиратрона. Благодаря сложным формам деталей тиратрона и получающимся вследствие этого сложным для теоретического расчета электрическим полям нет достаточно удовлетворительных теоретических формул, выражающих зависимость наклона пусковой характеристики от геометрических размеров.

На наклон и положение характеристики зажигания влияет также и плотность газа (или ртутного пара), наполняющего тиратрон. Для ртутных тиратронов характеристики зажигания зависят от температуры жидкой фазы ртути.

При повышении температуры ртутного тиратрона [12], [10] или увеличении давления в тиратроне, наполненном инертным газом, характеристика зажигания будет смещаться в сторону более отрицательных сеточных напряжений и будет идти с меньшим наклоном. Это происходит вследствие того [18], что при больших давлениях необходимое для зажигания количество ионов может быть создано меньшим электронным током [13].

На характеристику зажигания, снятую при питании анода переменным током, оказывает влияние частота переменного тока. При увеличении частоты наблюдается все увеличивающееся расхождение между напряжением на сетке, при котором происходит зажигание, и напряжением на сетке при потухании тиратрона [12], [15]. Сама характеристика при увеличении частоты анодной напряженности меняет свой наклон (становится более положительной) и смещается в область более отрицательных сеточных напряжений.

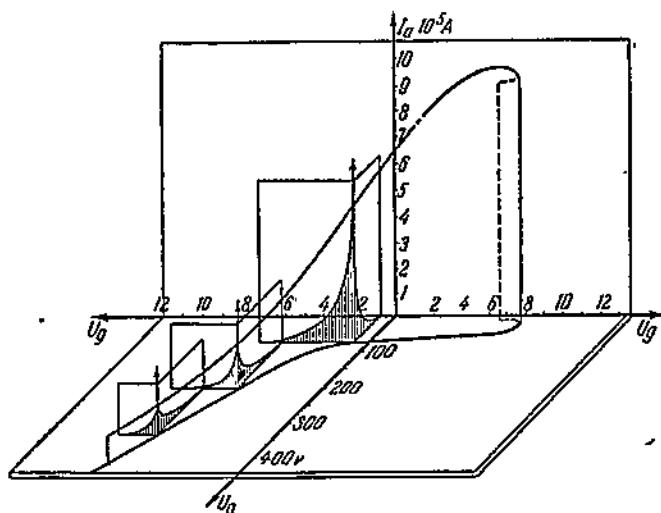
Это влияние частоты обуславливается временем, необходимым для рекомбинации основной массы ионов и восстановления запирающих свойств сетки.

Время рекомбинации зависит как от самого газа, наполняю-

¹ См. фиг. 7—10, на которых приведены характеристики зажигания для различных тиратронов.

щего тиратрон [4], и его давления, так и от геометрических размеров тиратрона.

Время деионизации, измеренное для отдельных конкретных образцов тиратронов, составляет величину порядка 30—500 μ sec [14], [15]. Правда, до сих пор измерения произведены недостаточно строго и результаты их можно рассматривать только как приблизительные. Предразрядный анодный ток, исследованный подробно В. Кохом и А. Глязером [10] и [16], представляет собой электронный ток с катода, усиленный ионизацией в пространстве между сеткой и анодом. Пространственное представле-



Фиг. 1. Характеристика анодного предразрядного тока тиратрона.

ние анодного предразрядного тока в зависимости от анодного и сеточного напряжений изображено на фиг. 1.

Если на аноде тиратрона напряжение остается постоянным, а сеточное напряжение меняется от малых величин до больших, то для тока можно написать следующее соотношение. Ток, прошедший в вакуумной лампе против тормозящего его поля, будет равен:

$$i_0 = c_1 \cdot e^{\frac{eU_g}{kT}}.$$

Для начального тока, усиленного благодаря ионизации, по Таунсенду мы можем написать, что $i_1 = i_0 \cdot e^{a d}$. Таким образом для анодного предразрядного тока в тиратроне мы получим выражение:

$$i_1 = c_1 \cdot e^{\frac{eU_g}{kT}} \cdot e^{a d} = c_2 e^{\frac{eU_g}{kT}}.$$

Это выражение справедливо для части кривой анодного предразрядного тока, соответствующего большим отрицательным напряжениям на сетке.

В идеальном случае сеточный предразрядный ток тиратрона возникает вследствие попадания на сетку электронов и ионов.

Направление тока в цепи сетки, как нетрудно видеть, зависит от потенциала сетки [17].

При малых напряжениях на сетке сеточный предразрядный ток остается почти постоянным и не зависит от напряжения на сетке.

В настоящее время тиратроны получили широкое распространение в различных областях техники. Они применяются очень часто в качестве реле. Тиратронное реле имеет значительно меньшую инерцию (инерция его порядка десятков микросекунд) по сравнению с инерцией электромагнитных и других реле и практически не потребляет мощности, так как для включения хорошего тиратрона требуется мощность всего в несколько микроватт. Далее, тиратроны применяются в качестве регулирующего элемента. Подавая на сетку тиратрона потенциал, сдвигающийся по фазе относительно анодного, переменного напряжения или меняющийся по своей величине, легко получить плавную и с малыми потерями регулировку среднего значения анодного тока. Кроме того, тиратроны используются для преобразования постоянного тока в переменный и, наоборот, для получения релаксационных колебаний и для других целей.

В настоящее время существуют два вида тиратронов, заметно отличающихся своими эксплуатационными свойствами, а именно, ртутные тиратроны и тиратроны, наполненные инертным газом. Основными недостатками ртутных тиратронов являются неустойчивость их характеристик, вызываемая изменением температуры окружающей среды и теплового режима самого тиратрона, а также большее время, необходимое для разогревания тиратрона перед включением его анодного напряжения.

Выпускаемые у нас и за границей тиратроны, наполненные инертным газом, имели низкое напряжение обратного зажигания, что являлось существенным недостатком этого вида тиратронов, обладающих более стабильными параметрами по сравнению с параметрами ртутных тиратронов.

Разработка стабильных высоковольтных тиратронов, наполненных инертным газом, с малыми сеточными токами, и представляла основную задачу в описанных ниже работах электровакуумной лаборатории по тиратронам.

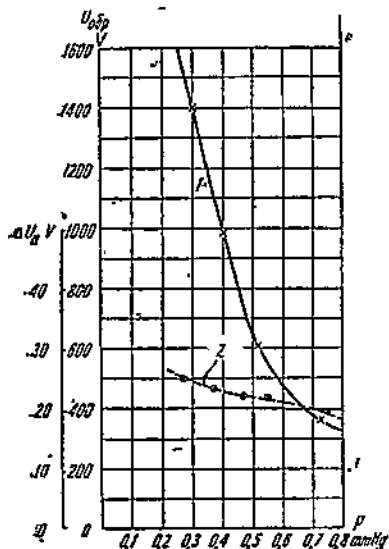
НАПРЯЖЕНИЯ ПРЯМОГО И ОБРАТНОГО ЗАЖИГАНИЯ

Для получения тиратронов с высоким потенциалом обратного и прямого зажигания было исследовано влияние давления газа и его чистоты, эмиссии с сетки и геометрических размеров тиратрона на потенциал зажигания в нем.

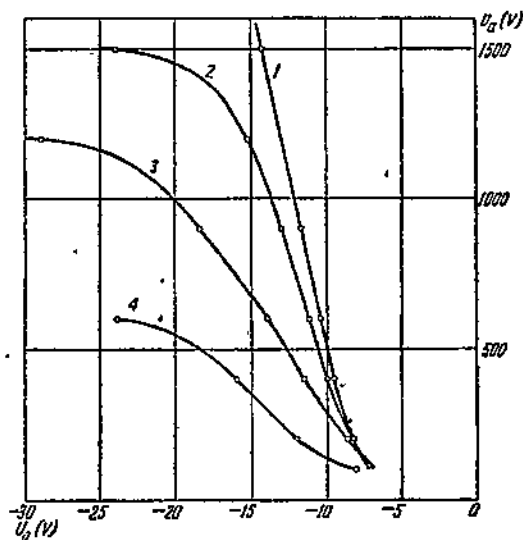
Результаты исследования влияния давления на падение напряжения в тиратроне и на обратное зажигание, проведенного на многих образцах, приведены на фиг. 2.

Из фиг. 2 видно, что с изменением давления в тиратроне как падение напряжения на тиратроне, так и потенциал обратного зажигания меняются в широких пределах и довольно резко. При достаточно малом давлении можно получить тиратрон с потенциалом обратного зажигания в несколько киловольт, но при большом падении напряжения на тиратроне.

Было установлено, что напряжение обратного зажигания в 1500 В может быть получено при падении напряжения на



Фиг. 2. Зависимость напряжения обратного зажигания I и падения напряжения 2 от давления для трехэлектродного тиратрона, наполненного неоном.



Фиг. 3. Зависимость характеристики зажигания и величины напряжения обратного зажигания от эмиссии с сетки тиратрона типа TH-37.

I_g — ток в цепи сетка—катод при $U_g = 100$ В. 1 — $I_g = 0$; 2 — $I_g = 1,56$ μ А; 3 — $I_g = 16,0$ μ А; 4 — $I_g = 91,0$ μ А.

тиратроне в 22—25 В (катоды исследуемых тиратронов были непосредственного накала), т. е. при вполне допустимом падении для оксидного катода.

Эти данные соответствуют давлению неона 0,2—0,3 мм Hg.

Для выяснения влияния эмиссии с сетки на понижение напряжения обратного зажигания тиратрона и смещения его характеристики зажигания был изготовлен наполненный неоном тиратрон, электронную эмиссию с сетки которого можно было произвольно менять.

Исследования показали (фиг. 3), что по мере роста эмиссии с сетки напряжение прямого и обратного зажигания тиратрона уменьшается, доходя при большой эмиссии до нескольких десятков вольт.

Исследования влияния примесей и загрязнений носили чисто качественный характер и показали, что при использовании грязного неона и недостаточно чистых деталей напряжение обратного зажигания понижается в три-четыре раза. Было обнаружено, что важна не только поверхностная очистка деталей, но большую роль также играет и химический состав никеля.

В основном геометрические размеры и расположение деталей тиратрона определяются заданной характеристикой зажигания тиратрона. Но ввиду того что давление газа в тиратроне соответствует левой ветви кривой Пашена, при конструировании тиратрона и выборе геометрических размеров должны быть приняты все меры для уничтожения длинных путей между электродами, так как именно по ним-то и произойдет пробой.

СЕТОЧНЫЕ ТОКИ

Сеточные токи, по их природе, можно разделить на три группы:

1) токи, обусловленные попаданием на сетку электронов и ионов;

2) токи, вызванные наличием проводимости между сеткой и катодом и между сеткой и анодом;

3) токи, созданные эмиссией электронов с сетки тиратрона.

Основное требование, которое должно быть предъявлено к сеточным токам в тиратроне вне зависимости от их природы, это постоянство их и независимость от температурного режима и нагрузки тиратрона.

Сеточный ток не должен также меняться и в течение времени работы тиратрона.

Рассмотрим несколько подробнее каждую из групп сеточного тока.

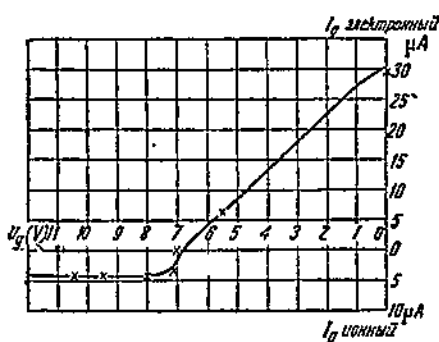
После зажигания тиратрона направление сеточного тока, созданного ионами и электронами, определяется потенциалом на сетке, а его величина, как показал эксперимент, в широких пределах (до десятков мА) определяется величиной сопротивления в цепи сетки и линейно зависит от напряжения сетки.

Как показывает опыт, сеточный предразрядный ток при зажигании разряда остается при высоких анодных напряжениях почти постоянным и соответствует по знаку попаданию на сетку ионов, но значительно меняет свою величину и знак при переходе к низким напряжениям (фиг. 4). Появление электронного предразрядного тока при малых по абсолютной величине отрицательных напряжениях на сетке частично объясняется неэквипотенциальным катодом тиратрона. Связанные с процессами деионизации в тиратроне сеточные токи после потухания разряда нами не исследовались.

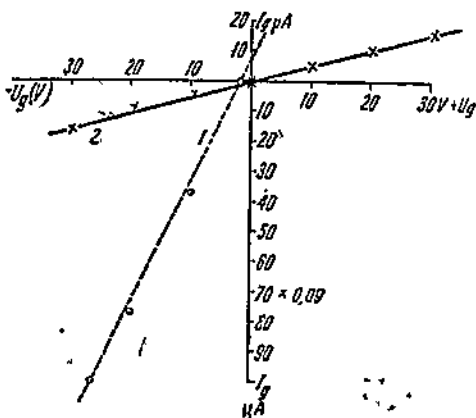
Токи проводимости обычно наблюдаются в цепи сетка—катод и определяются поверхностной и объемной проводимостью стекла баллона, ножки и материала, из которого сделано крепление для сетки.

С изменением тока и температуры в тиратроне меняется проводимость изолирующих сетку силикатов, что ведет за собой изменение сеточного тока проводимости. Особенно ярко это сказывается, когда сетка крепится стеклом или вывод сетки вделывается в одну ножку с выводом катода (см. фиг. 5).

Для крепления сетки лучшим материалом является прозрачный кварц, имеющий



Фиг. 4. Сеточный предразрядный ток тиратрона типа ТН-37.



Фиг. 5. Сеточный ток проводимости тиратрона типа ТГ-215 при холодном тиратроне (кривая 2) и при накаливаемом катоде тиратрона (кривая 1).

даже при высокой температуре проводимость, раз в десять меньшую проводимости наиболее тугоплавких стекол.

Выбрав надлежащие конструкцию и расположение вводов, а также соответствующий материал для крепления сетки, можно практически совершенно избавиться от токов проводимости.

В большинстве конструкций тиратронов сетка помещена вблизи накаливаемого катода, вследствие чего температура сетки довольно велика. У некоторых типов тиратронов при отсутствии анодного тока и включенном накале катода температура сетки по нашим измерениям достигала 320—350° С. Если же на тиратрон дать анодную нагрузку, то температура сетки возрастает еще и доходит до 400° С.

Во время работы тиратрона с его оксидного катода испаряются активные вещества, оседающие на близлежащей сетке. Таким образом на поверхности нагретой сетки создается слой веществ, имеющих малую работу выхода.

Нагретая таким образом сетка, естественно, будет эмитировать электроны, что при указанных выше температурах и определит в основном сеточные токи тиратрона. Вследствие измене-

ния температуры сетки во время изменения нагрузки тиратрона эти токи эмиссии не остаются постоянными. Происходящие изменения температуры, как показывает расчет, могут в несколько раз изменить величину сеточного тока.

Слой активного вещества образуется на сетке не сразу. Постепенно во время работы тиратрона сетка приобретает все большую и большую эмиссионную способность, что создает по мере горения тиратрона все увеличивающиеся сеточные токи до тех пор, пока через несколько сот часов непрерывной работы сетка не потеряет управляющей способности. Слой активного вещества, покрывающий сетку, держится на ней довольно прочно, так, что, даже прокаливая сетку катушкой высокой частоты или электронной бомбардировкой, не удастся полностью испарить его и, следовательно, избавиться от сеточных токов.

Кроме того, наличие эмиссии с сетки, при меняющейся во время работы тиратрона температуре сетки, создает неустойчивость характеристики зажигания тиратрона и отличие характеристики зажигания от характеристики гашения даже на низких частотах.

Область зажигания, обычно приписываемая тиратронам взамен характеристики зажигания, иногда в основном обязана своим происхождением этим сеточным токам, так как меняющийся сеточный ток изменяет потенциал сетки (при наличии сопротивлений в цепи сетки) и, кроме того, смещает характеристику зажигания тиратрона.

Применяя сетку из карбонированного никеля, специальным образом обработанную, с наименьшим количеством теллуропоглощающих поверхностей и большой теплоизлучающей поверхностью, удастся во много раз снизить эмиссионные токи с сетки тиратрона.

Карбонированный никель представляет собой в настоящее время наиболее подходящий материал для изготовления обладающих минимальной электронной эмиссией сеток в тиратронах. Это показывают измерения эмиссии с никелевых полосок, покрытых испаряющимся с оксидного катода активным веществом и обработанных различным образом.

Для уменьшения электронной эмиссии с сетки тиратрона между сеткой и катодом необходимо ставить еще экран, уменьшающий температуру сетки и отчасти препятствующий попаданию активных веществ с катода на сетку.

СРОК СЛУЖБЫ

В основном срок службы тиратрона определяется временем работы катода.

Катод тиратрона должен быть помещен в такие условия, чтобы не было его дезактивации и распыления вследствие перегрева и усиленной бомбардировки ионами.

Распыление катода бомбардировкой зависит от прочности

активного слоя на катоде и от кинетической энергии приходящих на катод ионов.

Кинетическая энергия приходящих ионов неона зависит от катодного падения. С изменением давления газа в тиратроне меняется катодное падение (как и общее падение напряжения на тиратроне) и скорость приходящих к катоду ионов. Так как наполнение тиратрона соответствует левой ветви кривой Пашена, то чем больше давление, тем меньше (до известного предела) катодное падение и тем в более выгодных условиях работает катод.

Фиг. 2 дает зависимость падения напряжения на тиратроне в зависимости от давления. Пользоваться слишком высокими давлениями (порядка 0,5—0,7 мм Hg) нельзя, так как при них, хотя катод и получается долговечным, слишком мало напряжение обратного зажигания. Поэтому давление было выбрано порядка 0,2—0,3 мм Hg, так как при меньших давлениях срок службы получается очень малым, порядка 100—200 час., правда при высоком потенциале обратного зажигания.

Таким образом давление определяет срок службы тиратрона.

Было интересно проследить изменение давления с временем работы тиратрона.

Опыты, проведенные в лаборатории над тиратронами с припаянными манометрами, показали, что в течение нескольких сот часов работы тиратрона при высоком напряжении не наблюдается никакого изменения давления и оно остается тем же, что было при отпайке тиратрона с откачного поста.

ЭМИССИЯ КАТОДА

Произведенные нами исследования распределения тока эмиссии по поверхности катода показывают, что в катоде непосредственного накала благодаря разности потенциалов, приложенных к его концам, разряд концентрируется, главным образом, на одном конце катода, а именно вблизи точки с наименьшим потенциалом.

Таким образом вследствие неравномерной нагрузки катода не имеет смысла говорить о допустимой нагрузке A/cm^2 , а можно устанавливать эмиссию того или иного типа катода.

Исходя из этого, была установлена допустимая нагрузка для сконструированных нами катодов. Исследования изменения температуры катода в зависимости от нагрузки показали, что при малых нагрузках возрастание тока влечет за собой охлаждение катода.

При больших нагрузках, наоборот, увеличение тока вызывает возрастание падения напряжения и температуры катода (фиг. 6). Слишком большие внезапные перегрузки катода током вызывают появление на катоде местных раскаленных центров эмиссии.

Мгновенное значение падения напряжения на тиратроне в зависимости от анодного тока и температуры катода исследовалось также помощью осциллографа.

Данные этих наблюдений полностью согласуются с наблюдениями над температурой катода.

Вышеприведенный разбор явлений, приводящих к потере управляемости сеткой и дезактивации катода тиратрона, позволяет уже сейчас получать низковольтные неоновые тиратроны ($U_{a \max} \approx 600 \text{ V}$) со сроком службы в несколько тысяч часов. При желании получить более высоковольтные трехэлектродные тиратроны мы должны пользоваться меньшими давлениями и, следовательно, благодаря большему падению напряжения несколько меньшими сроками службы.

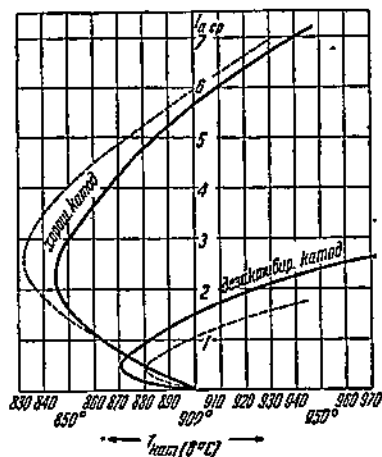
ХАРАКТЕРИСТИКА ЗАЖИГАНИЯ ТИРАТРОНА

В первую очередь характеристика зажигания, т. е. зависимость анодного напряжения, при котором происходит зажигание, от напряжения на сетке, зависит от геометрических размеров тиратрона (см. выше). На положение характеристики влияет также и давление газа в тиратроне. Эта зависимость характеристики зажигания нами вместе с зависимостью от давления напряжения обратного зажигания.

Несмотря на влияние, которое оказывает давление на характеристику, давление в тиратроне полностью определяется напряжением обратного зажигания. Кроме того, на характеристику зажигания влияют такие факты, как температура катода, эмиссия с сетки (как уже указывалось), сопротивление в цепи сетки, наконец, для катодов непосредственного накала напряжение накала, схема присоединения общей точки и в некоторых случаях фаза напряжения накала.

Произведенные опыты показали, что увеличение температуры катода, как и увеличение эмиссии с сетки, сдвигает характеристику тиратрона в сторону более отрицательных напряжений на сетке, с той лишь разницей, что эмиссия с сетки, кроме того, еще резко понижает напряжение обратного зажигания, в то время как от увеличения температуры катода подобного снижения обратного зажигания не наблюдалось.

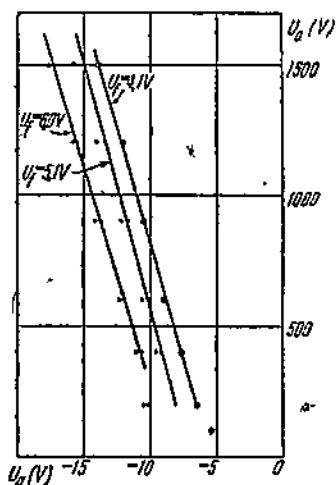
При исследовании влияния напряжения накала на характеристику зажигания, как и при исследовании влияния увеличения



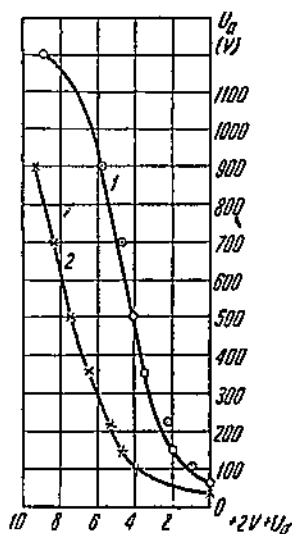
Фиг. 6. Зависимость температуры катода тиратрона от анодной нагрузки.

температуры катода, необходимо пользоваться специальными схемами включения, позволяющими отделить эти два явления. Поэтому влияние температуры на характеристику зажигания, кроме того, было проверено на конструкциях тиратронов ЭВЛ, имеющих подогревный катод.

При исследовании влияния напряжения накала было установлено, что зажигание тиратрона производится частью катода,



Фиг. 7. Зависимость характеристики зажигания тиратрона типа ТН-37 от напряжения накала катода U_f .



Фиг. 8. Зависимость характеристики зажигания тиратрона типа ТГ-215 места от присоединения общей точки схемы.

1—общая точка схемы присоединена к середине трансформатора накала; 2—общая точка схемы присоединена к концу катода.

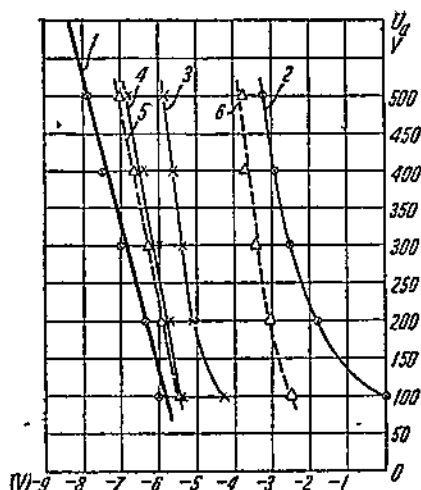
имеющей наиболее низкий потенциал, т. е. частью, находящейся где-то вблизи отрицательного конца катода. Установление этого факта объяснило сразу влияние на характеристику напряжения накала схемы присоединения общей точки и для случая характеристик, снятых на переменном токе, — влияние фазы накала.

Приведенные кривые (фиг. 7, 8, 9, 10) иллюстрируют влияние на характеристику четырех последних факторов.

Влияние сопротивления в цепи сетки сказывается в том, что благодаря падению напряжения, созданному сеточным током, потенциал сетки отличается от подаваемого на сетку потенциала на величину $I_p R_p$, что при увеличении сопротивления в цепи сетки смещает характеристику в ту или другую сторону, в зависимости от знака сеточного тока. Сказанное иллюстрируется характеристиками зажигания, снятыми при различных сопротивлениях в цепи сетки (фиг. 16).

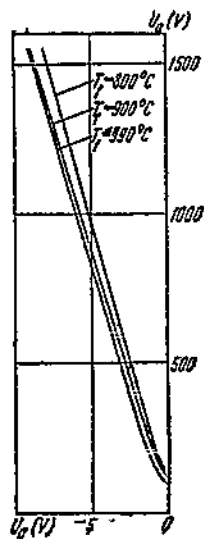
КОНСТРУКЦИЯ ГАЗОВОГО ТИРАТРОНА НА НАПРЯЖЕНИЯ ПОРЯДКА 1500 В

Описанные выше исследования позволили сконструировать трехэлектродные неоновые тиратроны на анодные напряжения до 1500 В с достаточно удовлетворительными характеристиками и параметрами.



Фиг. 9. Влияние соотношения фаз напряжения накала и анодного напряжения на характеристику зажигания тиратрона, снятую на переменном токе.

Кривая 1 и 2 сняты при питании анода и катода от одних и тех же фаз сети, кривые 3, 4, 5 и 6 сняты при питании анода от различных фаз сети.



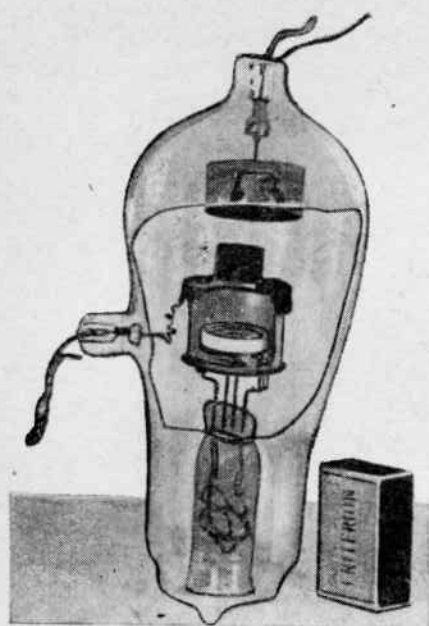
Фиг. 10. Зависимость характеристики зажигания тиратрона типа ТН-37 от температуры катода T_c .

Одна из таких конструкций изображена на фиг. 11 и 12. Остановимся на отдельных элементах конструкции.

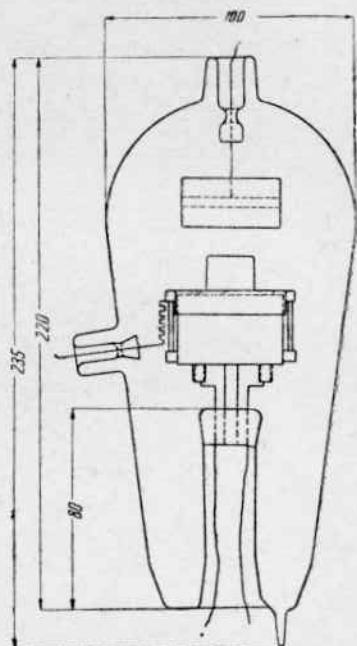
Катод. Для того чтобы время разогревания тиратрона перед пуском было по возможности малым, катод пришлось делать с непосредственным накалом. Катод (фиг. 13) представляет собой плоскую бифилярную спираль, свернутую из никелевой ленты толщиной в 0,1 мм, шириной в 5 мм и длиной в 320 мм.

Таким образом поверхность катода 32 см². Благодаря спиральной форме катод имеет небольшую теплоотдающую поверхность и обладает достаточной экономичностью, а именно при токе эмиссии в 7 А, который можно получить от катода $U_f = 5$ В, $I_f = 13 \div 14$ А. Экранирующее действие витков катода друг на друга обеспечивает равномерную температуру катода по всей

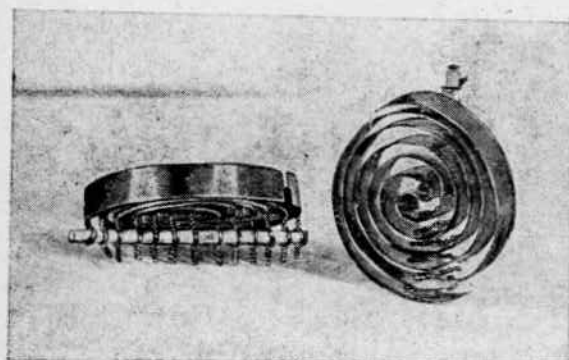
его длине (за исключением последнего витка), несмотря на возможную неоднородность ленты катода как по ширине, так и по толщине. Расстояние между витками спирали 4 мм, что при ширине спирали в 5 мм дает



Фиг. 11. Конструкция неоновых тиратрона на $U_a = 1500$ В, $I_a = 7$ А.



Фиг. 12. Конструкция неоновых тиратрона на $U_a = 1500$ В, $I_a = 7$ А.

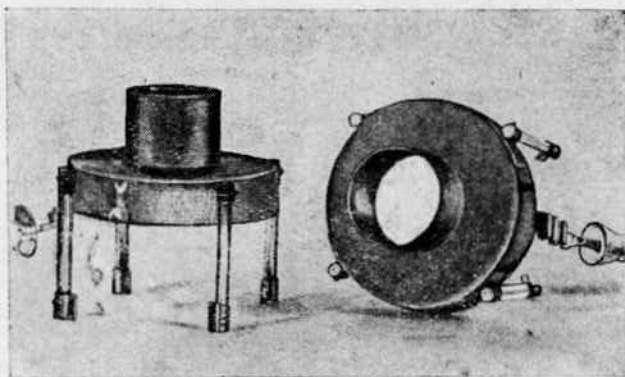


Фиг. 13. Катод тиратрона.

диаметром 1,5—2 мм. Фарфоровая палочка расположена по диаметру спирали катода на расстоянии в несколько миллиметров от нее.

возможность разряду проникать на достаточную глубину щели между витками и тем самым использовать во время работы тиратрона почти всю поверхность его. Для придания катоду тиратрона механической прочности к виткам спирали приварены никелевые проволоочки, которые закреплены на фарфоровой палочке

Такая конструкция обеспечивает достаточную жесткость катода и делает его не чувствительным к сотрясениям. Катод заключен в цилиндрический тепловой экран из никеля толщиной 0,1 мм, имеющий дно снизу и экранчик в виде шайбы сверху. Тепловой экран изолирован от катода и оставлен свободным, его потенциал — это потенциал свободного электрода. Проведенные в лаборатории работы по исследованию потенциала на экране показали, что потенциал на экране данных размеров (ширина 40 мм, высота 30 мм) не влияет на характеристику зажигания.



Фиг. 14. Сетка неоновго тиратрона.

Сетка. Наиболее распространенными типами сеток являются сетки из проволоки, навитой на траверсы, подобно сеткам электронных ламп (у тиратронов типа П-10 или ТГ-212) или представляющие собой диск с бортиками из никелевой жести со сверленными или штампованными отверстиями (у тиратронов типа ТГ-215 и др.). В отличие от этого «сетка» тиратрона ЭВЛ (фиг. 14) представляет собой шайбу с бортиками по внешнему кругу и с цилиндром, укрепленным на внутреннем отверстии. Этот цилиндр и является, по существу, управляющим электродом. Достоинство такой сетки заключается в том, что большое отверстие в сетке не создает заметного увеличения анодного падения напряжения в отличие от сетки с многими мелкими отверстиями. Кроме того, температура такой сетки благодаря большим теплоизлучающим поверхностям ниже, чем у сеток с многими отверстиями. Сетка изготавливается из карбонированного никеля и тщательно очищается после карбонизации. Крепление сетки осуществляется на тепловом экране катода при помощи штабиков из прозрачного кварца (фиг. 15).

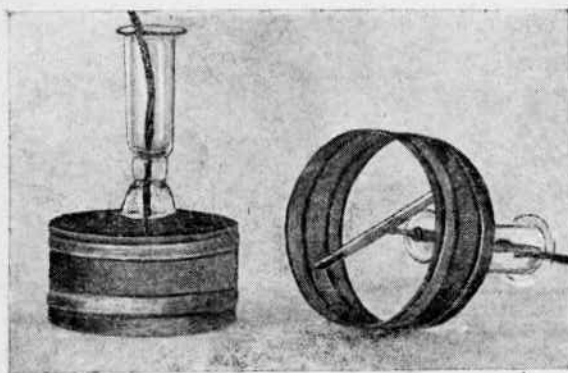
Вывод от сетки сделан в боковую часть баллона.

Крутизна характеристики зажигания при неизменных расстояниях сетка — катод, сетка — анод, определяется диаметром и высотой цилиндрической части сетки. Этими же условиями

определяется и анодное напряжение, при котором характеристика зажигания переходит из положительной области сеточных напряжений в отрицательную. Варьируя высоту и диаметр цилиндрической части сетки, мы получили тиратроны с характеристикой, представленной на фиг. 15.

Анод. Исследование наполненных неоном тиратронов с различными формами анодов показало, что падение напряжения в них практически не зависит от формы анода. Принимая во внимание изложенное выше, для более удобного обезгаживания анод изготовлялся цилиндрической формы, высотой 20 мм и диаметром 40 мм. Анод делался из карбонированного никеля толщиной 0,1 мм.

Для большей жесткости анода в поверхности его выдавлены желобки, не позволяющие аноду коробиться при прокаливании его высокой частотой.



Фиг. 15. Анод неоновой тиратрона.

Относительно большие токи накала (до 14 А) и анода (до 7 А) потребовали мощных вводов в тиратрон. Проще всего их было осуществить, применяя для изготовления колб тиратронов молибденовое стекло (№ 46), в которое непосредственно впаивается молибден.

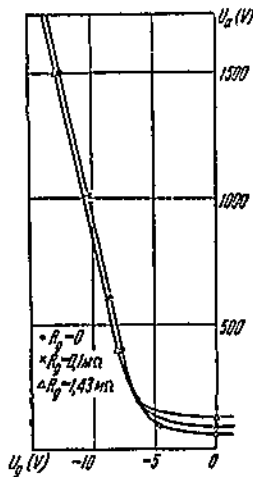
Сечение молибденовых вводов подбиралось эмпирическим путем. Форма и размеры баллона были определены, исходя из температурного режима баллона. Измерения температурного режима баллона показали, что наиболее подходящей формой баллона оказалась грушеобразная форма. Выводы сетки и анода для уменьшения поверхностей проводимости снабжены юбочными изоляторами, показанными на фиг. 11, 14 и 15.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТИРАТРОНОВ

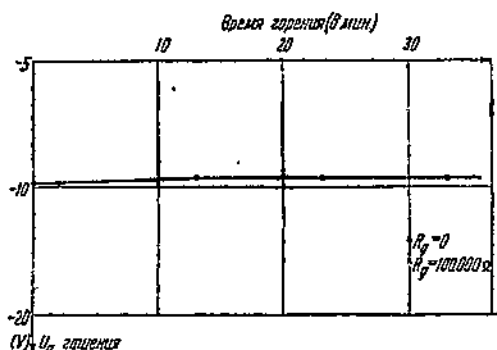
Характеристики зажигания, снятые при переменном и постоянном напряжениях, приведены на фиг. 7, 8, 9, 10 и 16. Здесь необходимо отметить, что суммарные сеточные токи разработанных типов тиратронов невелики. Сопротивление в цепи сетки порядка 1,43 МΩ сдвигает характеристику всего на десятые доли вольта (фиг. 16). Начальный участок характеристики, идущий параллельно оси абсцисс, получился таким большим благодаря катоду непосредственного накала.

При включении тиратрона на переменное напряжение сеточные токи в первые несколько минут по мере разогревания его

увеличиваются, пока не наступит тепловое равновесие. Вместе с ростом сеточных токов уменьшается потенциал на сетке, необходимый для запирания тиратрона. Зависимость потенциала сетки, при котором потухает тиратрон, включенный на нормальное рабочее напряжение и на нормальный рабочий ток, от времени горения тиратрона называется нагрузочной характеристикой. Таким образом статический режим работы тиратрона определяется характеристикой зажигания, динамический же режим работы — нагрузочной характеристикой. Такая нагрузочная характеристика изображена на фиг. 17. Необходимо отметить, что в нагрузочной характеристике важно не абсолютное значение напряжения в вольтах, при котором происходит потухание тиратрона, а неизменность потенциала потухания тиратрона во времени при изменении теплового режима тиратрона. Чрезвычайно важно также совпадение потенциалов зажигания и потухания тиратрона,



Фиг. 16. Характеристика зажигания неоновго тиратрона типа ТН-37.
 $U_F = 4,2$ В; $I_F = 14,5$ А; падение напряжения 21,2 В; допустимая амплитуда $I_a = 7$ А.



Фиг. 17. Зависимость напряжения на сетке, при котором происходит гашение тиратрона, включенного на переменный ток, от времени горения. Зависимость снята до „срока службы“ и после 867 час. горения при $E_a = 1100$ В_{эф}, $I_{acp} = 1,5$ А.

Вообще большая разница между напряжением зажигания и потухания тиратрона при частоте питающей анод сети в 50 Hz наблюдается только у плохих тиратронов. У хорошего тиратрона эта разница даже при сопротивлении в 1,4 МΩ составляет около 0,1 В.

Как уже отмечалось выше, сеточный предразрядный ток является основным фактором, определяющим вид нагрузочной характеристики.

При большом сеточном предразрядном токе нагрузочная характеристика тотчас после включения начинает переходить далее в область отрицательных сеточных напряжений и в некоторых случаях, при слишком большом сеточном токе, тиратрон теряет управляемость.

Для примера на фиг. 18 приведена нагрузочная характеристика теряющего управляемость тиратрона.

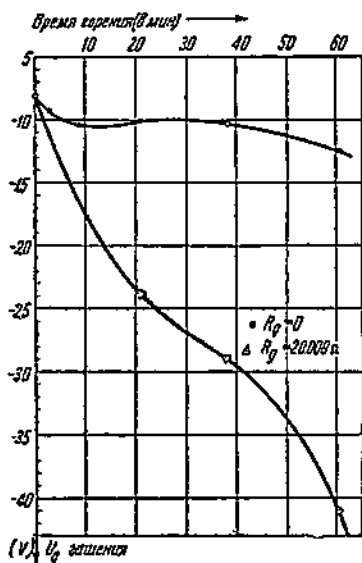
Нагрузочные характеристики, снятые в одинаковых условиях, но при различных сопротивлениях в цепи сетки, дают возможность судить о сеточном предразрядном токе в динамическом режиме тиратрона. Как видно из фиг. 17, суммарный сеточный ток в динамическом режиме ничтожно мал. Сеточные токи в динамическом режиме, как и разница между сеточными напряжениями зажигания и потухания тиратрона при работе на высоком напряжении, зависят от анодного напряжения. Чем больше анодное напряжение приближается к напряжению обратного зажигания, тем больше сеточные предразрядные токи и тем больше увеличение разницы между сеточными напряжениями зажигания и потухания тиратрона.

Поэтому нагрузочную характеристику необходимо снимать при рабочем напряжении тиратрона.

СРОК СЛУЖБЫ РАЗРАБОТАННЫХ ТИРАТРОНОВ

Причиной, определяющей срок службы тиратрона конструкции ЭВЛ, является дезактивация катода тиратрона. Эта дезактивация, а следовательно, и срок службы тиратрона, зависит от давления газа, до которого наполнен тиратрон. В качестве примера влияния давления газа на изменение характеристик тиратрона со временем его работы ниже приводятся сведения о работе тиратронов одинаковой конструкции, наполненных газом до различных давлений. Все тиратроны испытывались в одинаковых условиях. Они непрерывно работали при нормальном анодном токе с омической нагрузкой в анодной цепи. Тиратрон, имевший малое), проработал всего 76 час. Он перестал работать вследствие дезактивации катода. Изменение падения напряжения на этом тиратроне в зависимости от времени горения приведено на фиг. 19.

Таким образом срок службы тиратронов конструкции ВЭИ, наполненных до давления, меньшего чем 0,2 мм Hg, не превышает 150—200 час. Напряжение обратного зажигания при этих давлениях имеет величину порядка нескольких киловольт. Тиратрон с давлением в 0,256 мм Hg проработал 950 час. Определенные хаарактеристик этого тиратрона производилось через ка-

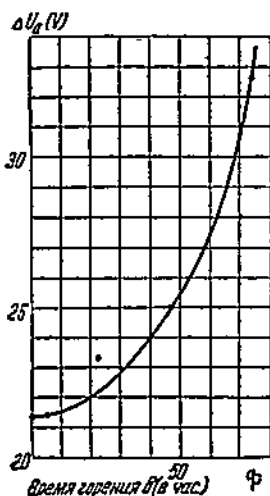


Фиг. 18. Нагрузочная характеристика тиратрона типа ТГ-235, теряющего управляемость при работе на $U_a = 220$ В_{эф} и $I_{aop} = 2$ А.

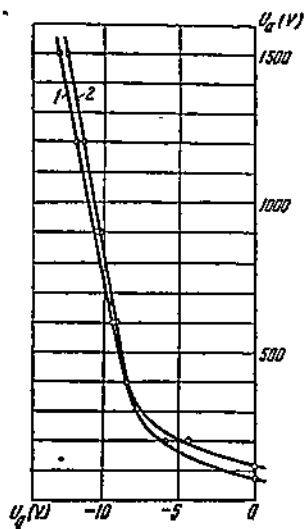
цепи. Тиратрон, имевший малое), проработал всего 76 час. Он перестал работать вследствие дезактивации катода. Изменение падения напряжения на этом тиратроне в зависимости от времени горения приведено на фиг. 19.

Таким образом срок службы тиратронов конструкции ВЭИ, наполненных до давления, меньшего чем 0,2 мм Hg, не превышает 150—200 час. Напряжение обратного зажигания при этих давлениях имеет величину порядка нескольких киловольт. Тиратрон с давлением в 0,256 мм Hg проработал 950 час. Определенные хаарактеристик этого тиратрона производилось через ка-

ждые 150—200 час. На фиг. 20 приведена характеристика этого тиратрона до испытания и через 867 час. горения. Как видно из

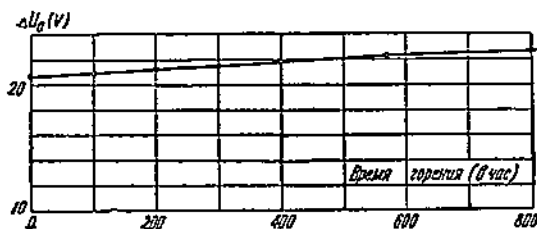


Фиг. 19. Зависимость падения напряжения на тиратроне типа ТН-37 от времени горения. $P = 0,155 \text{ мВт Hg}$.

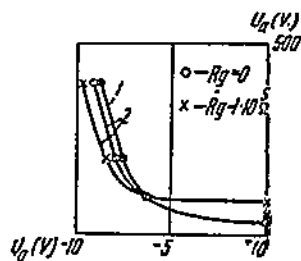


Фиг. 20. Характеристика зажигания тиратрона типа ТН-37 до „срока службы“ 1 и через 867 час горения 2.

фиг. 20, характеристика зажигания изменилась мало. На фиг. 21 приведена кривая, характеризующая изменение падения напряжения с временем работы тиратрона. У всех тиратронов в начале испытания возрастание анодного падения напряже-



Фиг. 21. Зависимость падения напряжения на тиратроне типа ТН-37 от времени горения.



Фиг. 22. Характеристика зажигания тиратрона типа ТН-37 до „срока службы“ 1 и через 2483 часа горения 2. $P = 0,38 \text{ мВт Hg}$, $U_f = 5 \text{ В}$; $I_f = 14 \text{ А}$; допустимая амплитуда $I_a = 7,5 \text{ А}$.

ния происходит медленно. Перед окончательной гибелью тиратрона быстро увеличивается падение напряжения на нем.

Во время испытания у некоторых образцов тиратронов наблюдается небольшое возрастание сеточного тока.

Третий тиратрон, имеющий низкое напряжение зажигания

($U_{\text{анод}} = 400 \text{ В}$), наполненный до давления в $0,38 \text{ мм Hg}$, проработал 2 500 час.

На фиг. 22 приведены характеристики зажигания тиратрона, снятые до испытания и через 2 483 час. горения. Падение напряжения на тиратроне не возросло. Сеточные токи возросли до 5 мА .

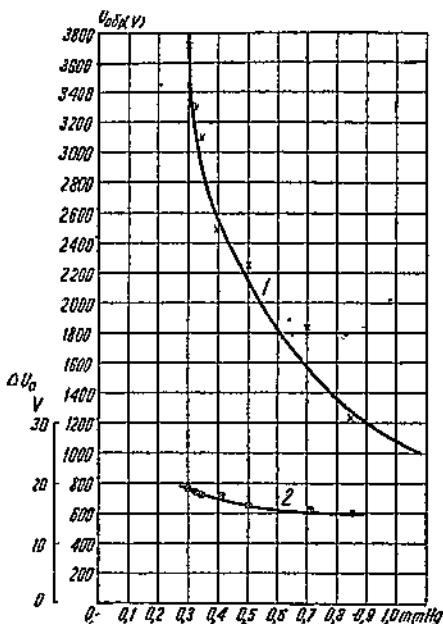
ВЫСОКОВОЛЬТНЫЕ НЕОНОВЫЕ ТИРАТРОНЫ

В результате исследования трехэлектродных неоновых тиратронов выяснилось, что создать трехэлектродные тиратроны на напряжение $3\text{--}4 \text{ кВ}$ с достаточным для практических целей сроком службы не представляется возможным.

При построении неоновых тиратронов на напряжение $3\text{--}4 \text{ кВ}$ пришлось ввести в него дополнительную экранирующую сетку. В результате помещения в трехэлектродный тиратрон специальной экранирующей сетки, окружающей анод, расстояния между электродами, имеющими большую разность потенциалов, сведены до очень малых величин.

Так как по закону Пашена потенциал пробоя U является функцией произведения давления p на расстояния d , $U = f(pd)$, а расстояния d в экранированном тиратроне достаточно малы, то при давлении p , нормальном для неоновых тиратронов, т. е. $0,2\text{--}0,3 \text{ мм Hg}$, потенциал обратного зажигания резко увеличивается.

Фиг. 23. Зависимость падения напряжения 2 и потенциала обратного зажигания 1 экранированного тиратрона типа ТНЭ-38 от давления неона.



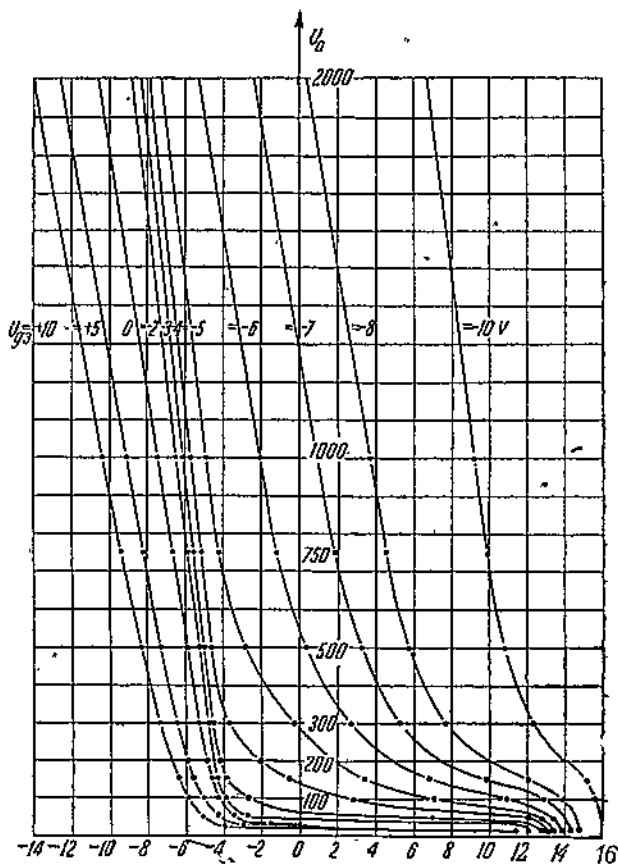
На фиг. 23 приведена зависимость напряжения обратного зажигания и падения напряжения на тиратроне от давления неона для данного вида тиратрона. Из кривой видно, что при давлении в $0,3 \text{ мм Hg}$, т. е. при достаточно большом сроке службы, может быть легко получено напряжение обратного зажигания порядка $3,5\text{--}4 \text{ кВ}$.

Вместе с повышением напряжения обратного зажигания у экранированного тиратрона появляется еще ряд специфических особенностей. В тиратроне с экранирующей сеткой можно менять положение характеристики зажигания изменением потенциала на экранирующей сетке и управлять средним значением анодного тока при помощи первой и второй сетки.

ХАРАКТЕРИСТИКА ЗАЖИГАНИЯ ЭКРАНИРОВАННОГО ТИРАТРОНА

Семейство характеристик зажигания, снятых для различных напряжений на экранирующей сетке, представлено на фиг. 24.

Это семейство характеристик можно разделить на три группы. К первой группе относятся характеристики, снятые при большом положительном потенциале на экранирующей сетке (больше

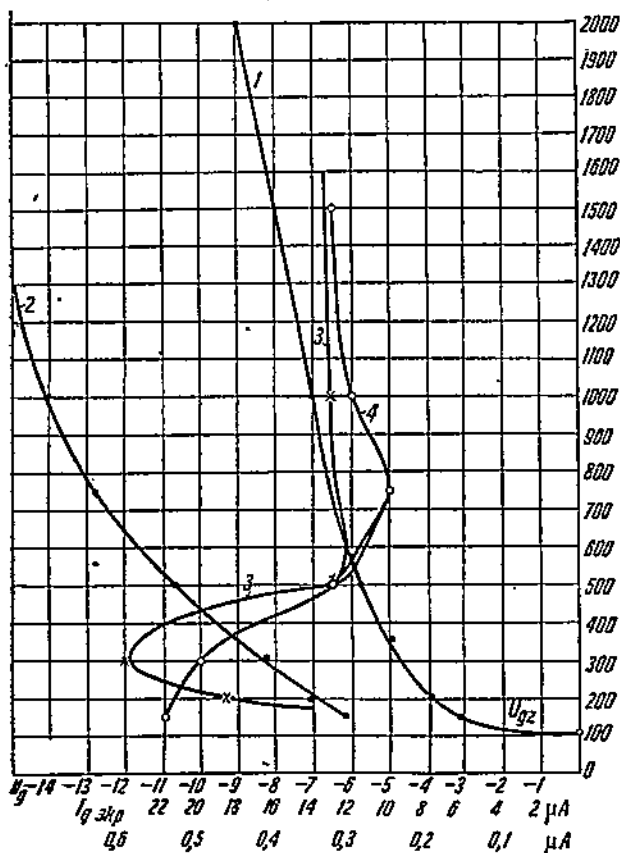


Фиг. 24. Семейство характеристик зажигания экранированного тиратрона.

+ 25V). В данном случае возможен тлеющий разряд между экранирующей сеткой и катодом, что и является причиной изменения наклона этой группы характеристик. Ко второй группе характеристик относятся характеристики, снятые при напряжении на экранирующей сетке от 0 до + 25 V. Здесь каждая отдельная характеристика повторяет характеристику обычного трехэлектродного тиратрона. Для этой группы характеристик в их прямолинейной части приблизительно справедливо уравнение для управляющего напряжения вакуумной четырехэлектродной лампы.

Если обозначить через U_{st} управляющее напряжение, при котором происходит зажигание тиратрона, то можно написать, что

$$U_{st} = U_g + D \cdot U_{gкр} + D_1 D_2 U_a$$



Фиг. 25. Зависимость сеточного предразрядного тока экранированного тиратрона в функции от анодного напряжения.

1 — характеристика зажигания тиратрона по управляющей сетке при потенциале на экранирующей сетке, равном нулю; 2 — характеристика зажигания тиратрона по экранирующей сетке при потенциале на управляющей сетке, равном нулю; 3 — сеточный предразрядный ток управляющей сетки в зависимости от анодного напряжения; 4 — сеточный предразрядный ток экранирующей сетки в зависимости от анодного напряжения.

Наконец, третья группа характеристик тиратрона, снятых при напряжении экранирующей сетки от 0 до -30 В, отличается тем, что переход из криволинейной части в прямолинейную совершается только при высоких анодных напряжениях. Это происходит вследствие большого влияния экранирующей сетки.

Выше было установлено, что на положение характеристики зажигания трехэлектродного тиратрона влияют такие факты, как

напряжение накала, схема его включения, соотношение фаз и т. п. Влияние всех перечисленных факторов, хотя и остается в экранированном тиратроне, но может легко быть компенсировано здесь напряжением на экранирующей сетке. Влияние сопротивления в цепи сетки на смещение пусковой характеристики ничтожно, так как ничтожны сеточные токи на управляющую сетку.

Управление разрядом при помощи двух сеток открывает возможность получения новых кривых регулировки при питании сеток напряжениями, сдвинутыми по фазе, или напряжениями разной частоты.

Сеточные предразрядные токи экранированных тиратронов меньше сеточных предразрядных токов трехэлектродных тиратронов. Для уменьшения сеточного тока проводимости и термоионной эмиссии до минимальной величины приняты все меры.

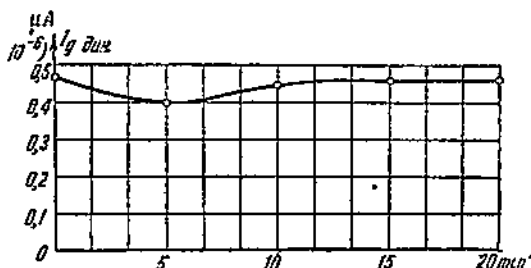
Поэтому сеточный ток, характеризуемый приведенными на фиг. 25 кривыми, можно рассматривать как ток, созданный попаданием на сетку ионов и электронов. Кривые сеточного предразрядного тока для большей наглядности построены вместе с характеристиками зажигания, снятыми в зависимости от потенциалов на управляющей и экранирующей сетках. Кривая сеточного предразрядного тока управляющей сетки, изображенная на фиг. 25, состоит из двух резко отличающихся частей. При высоких анодных напряжениях сеточный предразрядный ток остается постоянным и равным $\approx 3 \cdot 10^{-7}$ А. При более низких напряжениях сеточный предразрядный ток увеличивается и его кривая является характерной для одновременного попадания на сетку электронов и ионов.

Сеточный ток экранирующей сетки много больше тока управляющей сетки и вид его характеристики аналогичен виду характеристики тока на управляющую сетку.

Сеточные токи в динамическом режиме тиратрона определяются напрузочной кривой (фиг. 26), из которой видно, что динамические сеточные токи малы и составляют величину в несколько десятых микроампера.

КОНСТРУКЦИЯ ЭКРАНИРОВАННОГО ТИРАТРОНА

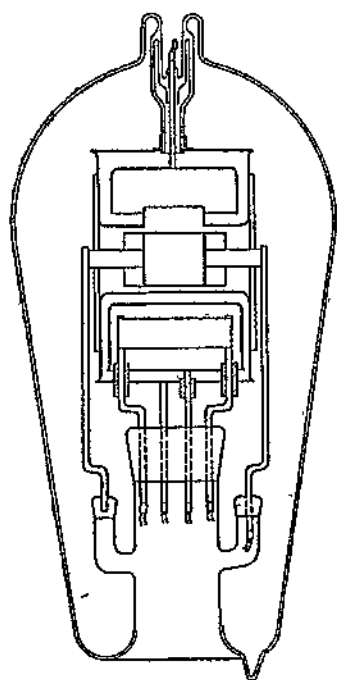
Для получения большого напряжения обратного зажигания тиратрон был сконструирован так (фиг. 27), что расстояния между электродами, имеющими большую разность потенциалов, были сделаны возможно меньшими.



Фиг. 26. Сеточные предразрядные токи управляющей сетки при работе тиратрона типа ТНЭ-38 на переменном токе.

$$I_{\text{аср}} = 2,5 \text{ А}; U_a = 2200 \text{ В}; U_f = 4,0 \text{ В}.$$

Электродами с большой разностью потенциалов являются экранирующая сетка тиратрона и его анод. Экранирующую сетку тиратрона пришлось делать с таким расчетом, чтобы между ней и анодом не существовало длинных путей, где может возникнуть разряд. Этим объясняется конструкция анода, помещенного внутри экранирующей сетки. Наиболее длинным путем, где может произойти пробой, является путь от анода через управляющую сетку к катоду. Чтобы устранить слишком большие токи эмиссии с экранирующей сетки, между ней и катодом в ее катодной части поставлен тепловой экран. Этот экран снижает температуру катодной части экранирующей сетки и мешает активным веществам попадать с катода на сетку. Анод и экран тиратрона выполнены из карбонированного никеля.



Фиг. 27. Конструкция экранированного тиратрона.

Для уменьшения сеточного тока особое внимание было обращено на конструкцию управляющей сетки.

Эта сетка представляет собой цилиндр с маленькими шайбами у оснований и с ребрами, расположенными на наружной поверхности цилиндра по его высоте. Сетка сделана также из карбонированного никеля. Шайбы сетки подобраны с таким расчетом, чтобы, с одной стороны, они не давали возможности возникнуть разряду помимо сетки, а с другой — воспринимали как можно меньше тепла от анода и катода. Ребра по длине сетки сделаны для увеличения излучения с сетки. Крепление сетки осуществлено на двух молибденовых стержнях, запаянных в два отростка на катодной ножке тиратрона. Один из стержней является одновременно и сеточным выводом. Такая конструкция позволяет, во-первых, получить вывод от сетки, вделанной

в ножку тиратрона, во-вторых, вследствие того, что вывод сетки сделан в самостоятельную лопаточку и достаточно далеко от катодных выводов, иметь малые токи проводимости между катодом и сеткой. Правда, ножку тиратрона приходится делать вручную.

Катод данного тиратрона мало отличается от катода трехэлектродного тиратрона. Он также представляет собой закрепленную на фарфоре плоскую бифилярную спираль, изготовленную из никелевой ленты шириной 10 мм и длиной 320 мм. Баллон тиратрона, изготовленный из молибденового стекла, имеет те же размеры и форму, что и у неоновых тиратронов.

СРОК СЛУЖБЫ ЭКРАНИРОВАННЫХ ТИРАТРОНОВ

В настоящее время нет достаточно полных данных о сроке службы экранированных тиратронов, но частичные наблюдения над испытываемыми тиратронами, торевшими несколько сот часов, дают возможность предполагать, что срок службы превысит 1 000 час., как это следует из условий работы катода при выбранном давлении газа, наполняющего тиратрон.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы по тиратронам были получены следующие образцы газонаполненных тиратронов:

А. Трехэлектродные тиратроны с анодным током до 10 А и напряжением обратного зажигания в 1 500 В.

В. Экранированные тиратроны с анодным током до 15 А и напряжением обратного зажигания до 4 500 В.

Описанные выше исследования газонаполненных тиратронов показали, что напряжения обратного зажигания могут быть увеличены как в том, так и в другом типе тиратронов.

За два года, прошедшие с момента написания настоящей статьи, в ЭВЛ ВЭИ был произведен ряд исследований тиратронов.

В результате этих исследований оказалось, что тиратроны, наполненные инертным газом, лучше делать четырехэлектродными с экранирующей сеткой и в качестве газа, наполняющего тиратрон, применять криптоно-ксеноновую смесь. У экранированных тиратронов, наполненных криптоно-ксеноновой смесью, срок службы в отличие от трехэлектродных неоновых тиратронов определяется в основном термическим испарением катода, а не разрушением его ионной бомбардировкой.

В лаборатории, кроме того, была разработана конструкция тиратрона, имеющего две управляющие сетки. Параметры разработанных в последнее время в лаборатории тиратронов, производство которых ставится на Рязанском электроламповом заводе, приведены в таблице.

Высоковольтные газонаполненные тиратроны, разработанные в ЭВЛ ВЭИ

Условное обозначение типа ТЭГ	Тип катода	Габариты		Максимальное значение анодного тока в А	Среднее значение анодного тока в А	Максимальное значение амплитуды обратного напряжения в В	Падение напряжения в В	Напряжение накала в В	Ток накала в А	Шарнир пусковой области в А	Время разогрева в минутах	Род наполнения	Срок службы в часах
		высота в мм	диаметр в мм										
4-5	Прямого накала	200	70	4	1,5	5000	10	2,5	16—18	0,5	< 1	Инертный газ	> 1 000
7-3		230	80	7	2,5	3000	11	5	13	0,5	< 1		> 1 000
20-3		300	110	20	7	3000	12	5	23—25	0,5	< 1		> 1 000

ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Hull and I. Langmuir, Proc. Nat. Acad. Sci., 51, № 3, III, 1929, p. 218—225.
2. A. W. Hull, Physics, V. 4, № 2, 1933.
3. van M. F. Druyvensteijn and N. Warmoltz, Physica, v. IV, № 1, 1937.
4. P. Drewell, Z. f. techn. Phys., № 8, 1936.
5. C. G. Found, Physic. Rev., 45, 519, 1934.
6. Д. Хенней, Электронные и иные приборы в промышленности, стр. 132, ОНТИ, 1937.
7. E. F. Lowry, Electronics, XII, 1933.
8. R. Petit, Revue Gén. de l'El., № 16, X, 1936, t. XXXVI.
9. A. W. Hull, Phys. Rev., v. 53, № 11, 1938, 1/VI, 1938.
10. Glaser, Jahrbuch des Forschungs-Instituts der AEG, III Teil, 1931/32.
11. A. V. Fairbrother, The wireless engineer № 163, v. 14, IV, 1937.
12. Бабат и Красилов, Тиратроны, Каталог Главспром.
13. Энгель и Штсенбек, Физика и техника электрического разряда в газах, т. II, стр. 310, ОНТИ, 1936.
14. Вагнер, „Вестник электропромышленности“ № 4, 1938.
15. Друскина и Красилов, „Электричество“, № 5, март 1937 г.
16. N. Koch, Z. f. techn. Phys., № 2, 1934.
17. N. Koch, Phys. Zeitschr. XXXIII, № 23, 1932.
18. С. П. Гвоздов, „Вестник электропромышленности“ № 12, 1930.
19. Герт, „Русско-германский вестник науки и техники“ № 8, 1933.
20. A. Glaser, Jahrbuch des Forschungs-Instituts der AEG, Teil IV, 1933—1935.

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕТА

1. ВВЕДЕНИЕ

Положительный столб является областью разряда, исследование которой представляет значительный практический и теоретический интерес. Большое протяжение положительного столба и значительное потребление мощности в нем, (как это имеет место, например, в ртутных выпрямителях, газосветных лампах, разного рода дугах и т. п.) делают исследование столба одной из важнейших задач изучения разряда. Относительная простота явлений в столбе, вызванная его продольной однородностью, весьма облегчает теоретическую обработку разрядных явлений.

Распределение потенциала в столбе, преобразование подводимой электрической энергии в излучение и тепло и, наконец, нахождение способов расчета сложных электрических явлений — вот главные вопросы исследования разряда.

Основные идеи для разрешения этих вопросов были даны рядом исследователей, в первую очередь Лэнгмюром и его сотрудниками. Большую роль при этом сыграл разработанный Лэнгмюром и Мотт-Смисом метод зондов, позволивший экспериментально проверить ряд теоретических выводов. Однако применение этих идей к разработке обширной области разрядных явлений нужно признать по ряду причин недостаточным. Это выражается в противоречивости имеющихся материалов и в почти полном отсутствии данных о степени точности и пределах применимости отдельных соотношений для разряда. Сама точность основного экспериментального метода — метода зондов — оценивается различными авторами по-разному: так, если Лэнгмюр и Мотт-Смис [1] и Киллиан [2] требуют от зондовых измерений точности по крайней мере в пределах 20—30% от измеряемой величины, то в книге Энгеля и Штеенбека [3] результаты определения одной из основных величин, характеризующих разряд — концентрации электронов, рассматриваются как преуменьшенные в четыре-пять раз.

Задачами излагаемых здесь исследований было, во-первых, получение общих закономерностей как для отдельных энергетических соотношений, так и для общего баланса энергии в поло-

жительном столбе, во-вторых, установление применимости ряда количественных соотношений для разряда низкого давления, и в-третьих, нахождение условий наиболее выгодного использования положительного столба для практических целей.

Экспериментальная часть работы проводилась в основном методом зондов. Объектом исследования служил разряд в инертных газах и парах металлов, так как в случае одноатомных газов и паров можно рассчитывать на наибольшую простоту явлений.

II. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ЗОНДОВОЙ МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Применение зондов может дать удовлетворительные результаты лишь при знании и учете явлений, могущих вызвать искажение результатов измерений. В каждом конкретном случае имеются определенные границы для давлений, сил разрядного и зондового токов, размеров зонда, степени чистоты газа и т. п., за пределами которых измерения будут в той или иной мере ошибочными. Граничные условия для этих переменных разряда должны быть в каждом случае тщательно оценены. Применение различных методов обработки зондовых характеристик также сказывается на получаемых результатах. Наконец, серьезным и весьма часто встречающимся источником ошибок является изменение плотности газа вдоль по оси разряда и по его поперечному сечению, особенно сильно выраженное при больших разрядных токах. Недостаточно тщательное отношение к этим обстоятельствам неизбежно вызывало появление в литературе противоречивых материалов и неправильных выводов. Все это заставляло вновь возвращаться к проверке основ зондовой методики в ущерб получению той части зондовых данных, которая надежно описывает свойства разряда. Поэтому здесь будет целесообразным остановиться подробнее на вопросах получения правильных и повторяемых результатов для зондовых измерений. Ниже разбираются условия для величины давления газа, величины тока, размеров зонда, отражения электронов и ионов от зонда, влияния загрязнений в газе, роли соседства областей разряда со скачками потенциала, изменения плотности газа в разряде и т. п., соблюдение которых необходимо для получения правильных выводов из зондовых измерений.

1. Давление газа. Теория зондовых характеристик Лэнгмюра и Мотт-Смиса справедлива лишь при весьма малом числе столкновений заряженных частиц при их движении сквозь слой пространственного заряда к зонду. Число новых заряженных частиц, образованных в пределах слоя, должно быть также мало. Разбор вида зондовых характеристик при больших давлениях газа был качественно сделан Зоммермейером [4], который показал, что в верхней части полулогарифмической характеристики электронного тока отсутствует резкий перегиб у потенциала пространства. Поэтому точное определение последнего, а также и плотности беспорядочного электронного тока, делается невозможным.

То же самое относится и к определению концентрации электронов. Результаты ряда работ, в которых зондовые измерения проводились при давлениях более высоких, чем соответствует теории зондов Лэнгмюра и Мотт-Смиса, показывают [5, 6, 7, 8], что измеренная обычным путем электронная температура имеет преувеличенное значение, а отношение плотностей беспорядочных электронных и ионных токов делается во много раз меньшим, чем для разряда низкого давления. Последний факт, вероятно, вызывается тем обстоятельством, что практически все положительные ионы, вступившие в слой, попадают на зонд, так как при соударениях с молекулами газа, имеющими одинаковую с ионами массу, импульс последних не может получить составляющей в обратном направлении по отношению к импульсу перед соударением (здесь не разбираются случаи, когда играет роль орбитальное движение ионов, из-за чего часть их проходит мимо зонда). Что касается электронов, то значительное число их после соударений с атомами газа меняет направление движения и может удалиться обратно из слоя в плазму. Это сказывается в виде уменьшения плотности беспорядочного электронного тока.

Особенно характерную группу работ представляют исследования зондами разряда под атмосферным давлением. В этих случаях появляется дополнительный фактор, усложняющий возможность интерпретации характеристик зонда. Это — охлаждение, вносимое зондом в окружающие слои газа, которые при высоком давлении обычно обладают температурой в несколько тысяч градусов. Это явление экспериментально было обследовано Мэсоном [9].

При проведении зондовых измерений является желательным, чтобы процент ионов или электронов, соударяющихся с молекулами газа в пределах слоя, не превышал по крайней мере 10—20% хотя, разумеется, установление какой-либо определенной цифры будет содержать некоторые элементы произвола. Само определение доли частиц, совершающих соударение в слое, может производиться по формуле $\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{\lambda}{d}}$, где d — толщина слоя, вычисляемая по соответствующим уравнениям пространственного заряда.

2. Величина разрядного тока. Верхняя и нижняя границы для разрядного тока определяются при зондовых измерениях рядом различных явлений. При малых разрядных токах и при потенциалах зонда, не очень близких к потенциалу пространства, величина слоев пространственного заряда около зонда делается большой и может достигать величины, соизмеримой с размерами разряда, внося тем самым существенные искажения в разрядные явления. Вместе с тем возрастает толщина слоя и около изоляции зонда, что вносит изменения в характеристики зонда, так как заметная часть его коллектирующей поверхности будет находиться в пределах слоя у изоляции. В наиболее часто при-

меняемых практических условиях разряда необходимо учитывать возможность таких погрешностей при плотностях тока порядка миллиампера на кв. сантиметр и ниже.

Возрастание тока до больших значений сопровождается: 1) изменением плотности газа, 2) ростом магнитного поля, вызываемого самим разрядным током, 3) выделением загрязнений из-за разогрева стекла и металлических электродов и 4) увеличением выделения тепла у зондов.

Первое из перечисленных обстоятельств, играющее во многих случаях весьма серьезную роль, будет подробно рассмотрено ниже, при общем обсуждении вопроса о плотностях газа или пара в разряде. Второе обстоятельство — магнитное поле тока — ограничивает применение обычного способа разработки зондовых характеристик при больших разрядных токах. Исследование влияния магнитного поля на движение носителей тока около зонда и на явления в плазме производились Спиваком и Рейхруделем [10, 11]. Магнитное поле самого разрядного тока наиболее сильно действует на зонды, расположенные у стенок, где напряженность поля имеет наибольшее значение. Как показывают результаты Спивака и Рейхруделя, влияние поля разрядного тока должно сказываться заметным образом при токах порядка нескольких десятков ампер.

Выделение молекулярных газов из стекла и электродов вызывает разнообразные искажения зондовых характеристик [12]. Наш опыт получения зондовых характеристик в He, Ne, Ar и в парах калия, натрия и ртути показал, что наибольшее влияние загрязнения оказывают при работе в неоне и аргоне. В других перечисленных газах и парах при средних силах разрядного тока получение удовлетворительных характеристик может быть осуществлено при обычных методах обезгаживания разрядной трубки. При переходе к большим токам необходимо и здесь либо применять особо тщательные методы обезгаживания, либо искусственно охлаждать все предполагаемые источники загрязнений.

Сильный разогрев зондов при снятии характеристик для больших сил разрядного тока может не только вносить искажения из-за выделения газов из зонда, но и может повести к электронной эмиссии зонда и к понижению плотности газа вокруг него. Эти дополнительные трудности могут быть устранены применением коллекторных дисков, включающих зонд в течение только части времени за период оборота диска. Это позволяет поддерживать среднее значение тока в цепи зонда в безопасных пределах.

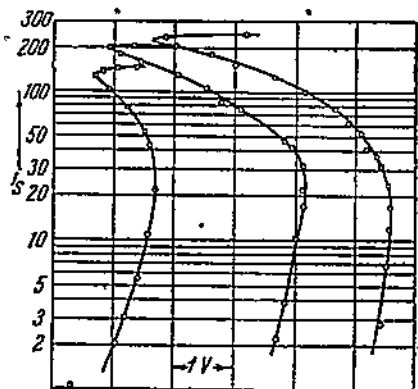
3. Размеры зонда. Большие размеры зонда вносят в разряд искажения, во-первых, геометрического характера, так как зонд с окружающим его слоем пространственного заряда представляет инородное тело в плазме, и во-вторых, электрического характера, вследствие перераспределения токов в цепи зонда и цепи самого разряда с вытекающими из этого изменениями самих разрядных явлений.

В результате этого возникают самые разнообразные искажения зондовых характеристик, которые в зависимости от схемы измерений и разрядных условий могут варьироваться от малосущественных перегибов в верхней части полулогарифмической характеристики электронного тока до чудовищных искажений, пример которых дается на фиг. 1. На этой фигуре приведены характеристики электронного тока на зонд в разряде в парах калия. Искажение в верхней части характеристики вызывается значительным сдвигом эквипотенциальных поверхностей около зонда, обусловленным тем обстоятельством, что увеличение зондового тока связано с уменьшением разрядного тока в пространстве зонд — анод (потенциал зонда задается потенциометром относительно анода). Особенно сильно выраженный падающий характер вольтамперной характеристики разрядного пространства зонд — анод в парах калия и большая длина этого пространства, бывшая в приводимом здесь случае, имели результатом сдвиг эквипотенциальных поверхностей, соответствующий изменению потенциала пространства около зонда на несколько вольт.

Соблюдение ограниченных размеров зондов, к сожалению, не всегда имеет место. Так, например, Любке [13] использовал в качестве зонда большую металлическую спиральную трубку. Канасков [14] для исследования распределения электрокинетических свойств разряда в поперечном сечении положительного столба, требующих высокой степени точности, применял плоский зонд. В первоначальных работах по теории зондов Лэнгмюра и Мотт-Смиса [15], а также и Шоттки размеры плоских зондов у стенок были порядка поперечного сечения самой разрядной трубки.

При исследовании функции распределения скоростей электронов в разряде с помощью зондовых характеристик размеры зонда, во всяком случае, должны быть выбраны таким образом, чтобы указанные выше помехи не играли роли.

4. Эмиссия электронов из зондов под действием метастабильных атомов. В инертных газах, имеющих метастабильные уровни с достаточными потенциалами возбуждения, наблюдается электронная эмиссия зондов, отрицательно заряженных относительно разрядного пространства. В этом случае вырывание электронов из поверхности зонда производится подходящими к последней метастабильными атомами. Кроме того, вырывание электронов



Фиг. 1. Искажения зондовых характеристик при больших зондовых токах. Разряд в парах калия; разрядный ток 1 А; диаметр столба 32 мм.

может возникать в результате фотоэффекта под действием коротковолнового излучения резонансных линий инертных газов [15, 16, 17, 18].

Эмиссия электронов под действием метастабильных атомов имеет своим результатом кажущееся увеличение плотности ионного тока на стенке трубки. Поэтому прямое определение этой важной характеристики разряда в инертных газах делается невозможным.

Можно ожидать, что эмиссия электронов в разряд может быть обнаружена и в виде внешне хорошо различимых эффектов, как, например, происходит по описанию Лэнгмюра и Фаунда [15] при «вспрыскивании» в плазму быстрых электронов, испускаемых накаленной вольфрамовой нитью. Поставленные нами опыты показали, что действительно в аргоне при наложении на зонд отрицательных потенциалов выше 200 В, вокруг зонда на общем красновато-фиолетовом фоне свечения возникает резко отличное голубоватое свечение. Студент Тбилисского университета Накашидзе, исследовавший более подробно это явление в электровакуумной лаборатории ВЭИ, нашел, что при более высоких напряжениях (до 700 В), и в особенности при давлениях, выше 1 мм, это голубое свечение приобретает исключительную яркость, превосходящую в десятки раз яркость самого разряда. Спектр свечения, как и следовало ожидать, оказался весьма богатым линиями аргона и приближался по характеру к спектру аргона в отрицательном свечении тлеющего разряда. Понижение давления вызывало ослабление интенсивности голубого свечения вокруг зонда и одновременно распространение его вплоть до заполнения всего сечения положительного столба в том месте, где находился осевой зонд. «Ионные» токи к зонду (в действительности же электронные токи от зонда) превосходили в десятки раз нормальное значение и показывали непрерывное возрастание с ростом отрицательного напряжения. Опыты в гелиевом и неоновом разрядах не показывают такого сильного изменения свечения около отрицательного зонда, как это имеет место у аргона.

Положительные ионы, ударяющиеся о зонд, также вырывают электроны, но выход этого процесса сравнительно мал и он делается заметен лишь при потенциалах зонда во много сотен или даже тысяч вольт [19, 20, 21].

5. Отражение электронов и ионов от зонда. Роль этого явления разбиралась Лэнгмюром и Мотт-Смисом [1, 22]. При зондовых потенциалах, замедляющих электроны, и при максвелловском распределении скоростей задерживающее поле не меняет распределения скоростей электронов, достигающих зонда, и поэтому коэффициент отражения, который, вообще говоря, является функцией скорости электронов, уже не будет зависеть от величины задерживающего поля. Таким образом электронный зондовый ток будет вследствие отражения уменьшаться на одинаковый процент, и полулогарифмическая характеристика электронного тока сдвинется параллельно себе. Это означает,

что измеренная зондом электронная температура T_e будет иметь правильное значение.

Иная картина получается в той части зондовой характеристики, где электроны ускоряются полем к зонду. Лэнгмюр и Мотт-Смис предполагали, что отражение электронов происходит неупруго и, следовательно, отраженные электроны не могут покинуть слой и после своего отражения они возвращаются под действием поля обратно на зонд. В этом случае расчет формы характеристики для ускоряющих полей и малых сферических и цилиндрических зондов (ограничение тока орбитальным движением электронов), проведенный Лэнгмюром и Мотт-Смисом, сохранял бы практически свою справедливость. Однако исследования последних лет [23, 24, 25] с несомненностью указывают на превалирование упругого отражения электронов от металлов при их малых скоростях и о постепенном возрастании доли неупругих отражений при увеличении электронных скоростей. Если учесть, что упруго отраженные электроны покидают пределы слоя и что то же самое происходит с частью неупруго отраженных электронов, потерявших при отражении лишь небольшую часть своей кинетической энергии, то станет ясным, что кривая реального электронного тока на тонкий цилиндрический или малый сферический зонды будет уже заметно отличаться от теоретически рассчитанного вида. Характерная для каждого металла зависимость коэффициента отражения электронов от их скорости и изменение соотношения между числом упруго и неупруго отраженных электронов делает положительную ветвь зондовой характеристики различной для зондов из различных материалов. Дополнительное усложнение вносит то большое влияние на характер отражения и на коэффициент отражения электронов, которое оказывает присутствие абсорбированных газов [23] на металлической поверхности.

Из всего сказанного по нашему мнению следует сделать тот вывод, что приходится отказаться от анализа электронных ветвей зондовых характеристик, соответствующих ускоряющим электрическим полям и ограничению тока орбитальными движениями электронов. Имеющиеся экспериментальные материалы [2, 26, 27] также подтверждают этот вывод. Что касается ионной части характеристики, то отражение ионов от зонда происходит неупруго [28, 29], и поэтому ионы уже не могут покинуть слой и попадают обратно на зонд. Однако произведенное многими авторами [30, 31, 32] определение концентрации положительных ионов дает для нее значение, превосходящее в несколько раз электронную концентрацию. Причины этого к настоящему времени не вполне ясны. Попытку объяснить расхождение присутствием в разряде большого числа отрицательных ионов нельзя признать убедительной [33, 34].

6. Соседство областей разряда со скачками потенциала. Это соседство вызывает разного рода нарушения максвелловского распределения скоростей электронов и тем самым меняет форму зондовых характеристик. Можно различать две основных группы

таких нарушений: 1) добавление к максвелловскому распределению некоторого, обычно небольшого числа быстрых электронов и 2) наложение максвеллова распределения на значительный дрейф в каком-либо направлении. Первый случай был исследован Лэнгмюром [35] и рядом других авторов [36, 37] для областей разряда около катода. Характерной особенностью при этом служит появление перегибов в нижней части полулогарифмической характеристики электронного тока на зонд. Второй случай можно наблюдать в областях столба, следующих за сужением в трубке, когда все электроны,двигающиеся сквозь сужение от катода к аноду, проходят ускоряющий их движение скачок потенциала, находящийся с катодной стороны сужения. Влияние дрейфа на характеристику электронного тока выражается в искажении верхней части характеристики [22, 26, 38].

При проведении зондовых измерений, результаты которых разбираются ниже, все отмеченные обстоятельства были приняты во внимание. Так, давление газа при зондовых измерениях ограничивалось значением, когда число столкновений в слое у зонда было мало¹. Плотности разрядного тока были обычно не менее нескольких десятков миллиампер на кв. сантиметр и не более ампера на кв. сантиметр². Плоские зонды, применявшиеся с охранным кольцом, служили только для измерений явлений у стенок. Размеры зондов были невелики по сравнению с размерами трубки. Определение плотностей электронного тока и электронных концентраций производилось по месту перегиба на полулогарифмических характеристиках электронного тока [а не по кривым $U_s = f(i_s^2)$ для цилиндрического зонда]. Для устранения влияния быстрых электронов, образующихся около катода, зондовые измерения производились на достаточном от него расстоянии. Кроме того, между катодом и местом измерения помещался обычно изгиб трубки, мешавший быстрым электронам попадать непосредственно на зонды.

Все необходимые экспериментальные подробности можно найти в отдельных наших работах, на которые в соответствующих местах сделаны ссылки.

III. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ГАЗА В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ

В разряде существует ряд причин, вызывающих неоднородное распределение плотности газа вдоль положительного столба и по его сечению. Эти причины можно свести к трем основным группам: 1) неоднородность температуры газа, 2) влияние потока паров от электродов (например, потока Hg-паров от жид-

¹ Определение плотности беспорядочного тока ионов на стенку, которое сохраняло свою справедливость и при более высоких давлениях газа, было доведено до больших давлений, чем измерения концентраций и температур электронов.

² При более значительных плотностях тока начинает играть заметную роль возрастание давления газа по направлению к аноду, а также новый фактор — влияние на разряд магнитного поля разрядного тока.

кого ртутного катода) и 3) действие электрических сил в разряде.

Так как вопрос о действительной плотности газа в столбе играет важнейшее значение при проведении почти всех расчетов, то нам пришлось уделить исследованию распределения давления газа по столбу особое внимание.

1. Неоднородность температуры газа. Если не останавливаться на продольной неоднородности температуры, влияние которой на плотность газа легко учесть (исключение составляют очень низкие давления, когда нужно принимать во внимание явление эффузии), то основными вопросами здесь являются определение температуры по оси столба и формы кривой температурного распределения в зависимости от расстояния от оси. При столь низких давлениях, когда молекулы претерпевают лишь мало соударений с электронами на пути от одной стенки разрядного объема к другой, температура газа практически не будет отличаться от температуры стенок [35]. При повышении давления различие температур у оси и у стенок делается все более и более значительным, и при переходе к давлениям порядка атмосферного оно достигает нескольких тысяч градусов¹. Рост температуры при этом вызывается быстрым ростом мощности, превращаемой в тепло в объеме газа. Хотя описано немало методов измерения температуры в поперечном сечении разряда [42], применение их довольно сложно. В ряде случаев сами методы (применение термопар и т. п.) основаны на неправильных предположениях. Поэтому при исследовании разряда приходится за независимую переменную принимать не плотность газа, которая имеет для разрядных явлений больший физический смысл, а давление газа.

2. Влияние потоков паров от катода. Применение дуговых катодов на металлических поверхностях (обычно ртутной) вызывает движение мощных потоков паров от катодного пятна. В очень многих работах, проведенных с ртутным разрядом, авторы считали достаточным погружать в водяную баню лишь ту часть разрядной трубки, которая непосредственно содержала жидкую ртуть, и считали, что давление ртутных паров соответствует давлению насыщенных паров при температуре бани. Другие авторы приравнивали давление тому значению, которое соответствовало наинизшей температуре стенок трубки. Однако ртутный пар в этих условиях находится в состоянии, далеко от равновесного, и поэтому реальное значение давления намного превышало то значение, которое предполагалось. Примером

¹ Энгель и Штеенбек [39, 40] принимают, что по оси положительного столба низкого давления ($p < 0,1$ мм) существует температура в несколько тысяч градусов. Это значение температуры указанные авторы получили, используя ошибочный расчет, предполагающий превращение всей разрядной мощности в тепло, выделяемое в объеме газа. Как было нами указано [41], в условиях Энгеля и Штеенбека часть разрядной мощности, превращаемая в тепло в объеме газа, не могла превышать 1%.

могут служить работы Любке [13], Коммника [26], Канаскова [14], Энгеля и Штеенбека [40]¹ и др.

Минимальное требование для получения определенного давления паров в трубке должно быть сформулировано следующим образом: всякая прямая линия, проведенная из катодного пятна, должна упираться в стенку, охлаждаемую до температуры, которой должно соответствовать давление паров. Если это правило не соблюдается и поток паров от катодного пятна попадает на место стенок с более высокой температурой, то это место в свою очередь становится источником потока паров к более холодным частям трубки.

В случаях, когда требуется весьма большая точность фиксации давления паров, разрядную трубку должно полностью помещать в водяную баню.

3. Изменение плотности газа под действием электрических сил. Столкновения электронов и ионов, ускоряемых электрическими полями, вызывают изменение плотности газа в различных местах разряда. Здесь необходимо рассмотреть продольное и поперечное изменение плотности газа в однородном положительном столбе и, кроме того, изменение плотности, образующееся около мест сужения разрядной трубки.

Продольное увеличение давления газа в направлении от катода к аноду наблюдалось Рюттенауером [44] и Кэнти [45]. Физическое объяснение этому явлению было дано Лэнгмюром [46]. Оно заключается в том, что ионы и электроны, поступая на стенку разрядной трубки в равном количестве, передают последней разные по величине импульсы. Именно среднее значение составляющих импульсов, направленных к катоду, для ионов будет во много раз больше, чем средние составляющие импульсов электронов, направленных к аноду. Разность этих величин передается газу и вызовет повышение его плотности в направлении от катода к аноду. При давлениях газа, когда средняя длина свободного пути электронов λ_e меньше радиуса трубки, передача направленнх к аноду электронных импульсов происходит в слое газа у стенок толщиной порядка λ_e . Поэтому у стенок существует движение газа к аноду, а у осевых частей разряда — в обратном направлении [47].

Тонкс дал теоретический анализ возможных причин изменения плотности газа под действием электрических и магнитных сил в разряде [48].

¹ Энгель и Штеенбек на основании зондовых измерений в рукаве ртутного выпрямителя приходят к выводу о существовании «засасывающего» действия потока ртутных паров от катодного пятна. В итоге этого действия давление ртутных паров в рукавах выпрямителя, по измерениям этих авторов, падает в десятки и даже сотни раз (о падении давления судилось на основании результатов зондовых измерений). Однако прямые измерения давления, проведенные в ВЭИ И. А. Полетаевым [43], показали, что в рукавах ртутного выпрямителя не только не имеет места понижение давления, но, наоборот, давление в них несколько превышает давление в конденсационной колбе выпрямителя. Причиной результатов, полученных Энгелем и Штеенбеком, является ошибка в схеме для проведения зондовых измерений.

Исследование величины продольного градиента давления в ртутном разряде было проведено И. Полетаевым и нами [49]. Измерение давления ртутных паров в определенных местах по длине столба производилось по температуре начала конденсации ртути в боковых стеклянных отростках, припаянных к разрядной трубке на известных расстояниях друг от друга. При давлениях ниже $1 \cdot 10^{-3}$ мм применялись ионизационные манометры. Было найдено, что в интервале давлений $0,4 \text{---} 8 \cdot 10^{-3}$ мм градиент давления растет, грубо говоря, пропорционально току и давлению. Для весьма низких давлений, когда положительные ионы проходят свой путь к стенкам без соударений, был проведен расчет величины градиента давления, используя воззрения Лэнгмюра [46] на природу этого явления. При этом учитывались следующие процессы: а) передача направленных к аноду электронных импульсов молекулам газа, б) перенос газа в виде положительных ионов к катоду и с) взаимодействие положительных ионов и электронов в объеме столба. Для градиента давления в однородном положительном столбе получено следующее выражение:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{eEN_e}{\pi a^2} \left(\beta - \frac{3}{16s_0} \sqrt{\frac{T_e}{T_g}} \right). \quad (1)$$

Здесь

E — градиент потенциала;

N_e — число пар ионов на 1 см длины столба;

a — радиус столба;

T_e — электронная температура;

T_g — температура газа, которая при этих давлениях практически равна температуре стенок;

s_0 — константа из теории плазмы Лэнгмюра и Тонкса, равная 0,7722;

β — часть общего поперечного сечения газа в разряде, которая приходится на положительные ионы.

Результаты расчетов находятся при небольших и средних величинах тока в хорошем согласии с опытом. При больших разрядных токах измеренное значение градиента делается меньше вычисленного. Ряд сопутствующих явлений в разряде, наблюдаемых с помощью зондов, говорит за то, что причиной этого расхождения служат скачки потенциала в местах изгиба или сужений трубки. Величина таких скачков, возникающих только при весьма низком давлении, растет с величиной тока. В результате этих явлений столб теряет продольную однородность и соответственно этому сделанные расчеты уже не могут быть справедливыми. Так как уравнение (1) выведено при предположении зеркального отражения электронов от слоя пространственного заряда около изолированных стенок, то факт совпадения при малых и средних разрядных токах экспериментальных и расчетных данных приводит к важному выводу, что уравнение Ланжевена для подвижности электронов может применяться и при таких низких давлениях, когда соударения электронов со стенками происходят чаще, чем с молекулами газа в самом столбе.

Возникновение поперечного изменения плотности газа при низких давлениях до настоящего времени еще не было экспериментально исследовано, хотя существование такого разрежения по оси столба весьма вероятно. Тонкс [48] в качестве причины подобного разрежения предполагает действие радиальных импульсов положительных ионов, под влиянием которых газ оттесняется к стенкам. В совместной работе с И. Полетаевым [50] нами разбирается для самых низких давлений другая причина разрежения у оси, заключающаяся в быстром удалении, в виде ионов, газа от центральных областей столба к стенкам, где эти ионы рекомбинируются, после чего они сравнительно медленно в виде нейтральных молекул возвращаются обратно в объем столба.

В происхождении контракции положительного столба действие радиальных импульсов положительных ионов, вероятно, играет значительную роль. Косвенным доказательством этому служит факт контракции при малых величинах разрядного тока ($i < 0,1$ А), который трудно объяснить чисто тепловым влиянием на плотность газа в столбе.

В местах сужения положительного столба образуется с катодной стороны сужения скачок потенциала. Тонкс высказал предположение, что этот скачок может повести к разрежению в месте сужения в результате действия на газ электронных импульсов, направленных к аноду, и ионных импульсов, направленных к катоду [48]. Экспериментально такое разрежение было обнаружено нами и И. А. Полетаевым [50] в разряде в парах ртути. Дополнительным фактором, повышающим разрежение, при этом является усиленная ионизация, производимая в сужении электронами, ускорившими свое движение при прохождении скачка потенциала. В итоге этой усиленной ионизации доля общего разрядного тока, приходящаяся на движение ионов к катоду, возрастает (так же, как это имеет место, например, у катодного пятна в разряде с жидким дуговым катодом) и вместе с этим растет суммарное значение импульсов, передаваемых газу положительными ионами, и, следовательно, растет разрежение в месте сужения. При низких давлениях, и в особенности при больших плотностях разрядного тока, изменение плотности газа в сужениях может достигать большого значения. К сожалению, это обстоятельство не всегда учитывается в работах по газовому разряду.

IV. ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА

При изменении разрядных условий (величины тока, давления) меняются существенно такие внешние характеристики разряда, как градиент потенциала, мощность излучения спектральных линий, тепловые потери в объеме газа и у стенок и т. п. Весьма важной задачей является установление связи между изменением этих характеристик и ходом элементарных процессов

в разряде, так как это позволило бы не только предсказывать качественное изменение разрядных явлений, но и в не очень сложных случаях количественно их рассчитывать. Для всего этого необходимо знание кинетики заряженных частиц в газовом разряде, а также распределения их концентраций. Лэнгмюром было показано, что электроны в невозмущенной плазме имеют распределение скоростей, близкое к максвелловскому. Далее, Киллиан [2] для ртутного разряда низкого давления (область теории Лэнгмюра-Тонкса) и Дрювестейн [51] для разряда в неоне при диффузионном режиме ($p > 1$ мм) нашли, что распределение электронных концентраций в поперечном сечении столба имеет больцмановский характер. Вообще говоря, в литературе имеется обширный материал для электронных концентраций и температур, а также зависимости этих величин от тока и давления. К сожалению, этот материал плохо систематизирован и частично не лишен противоречий. Поэтому, при решении поставленной задачи изучения положительного столба сначала было необходимо путем исследования разряда в различных газах и металлических парах надежно установить имеющиеся общие закономерности. Ниже приводятся эти закономерности, касающиеся беспорядочности движения электронов (отношение плотностей беспорядочного и направленного электронных токов в столбе), концентрации электронов и электронной температуры.

Теоретическое определение интересующих нас связей элементарных процессов с внешними характеристиками разряда можно получить, если составить и решить ряд уравнений, в которые входят и элементарные константы и внешние характеристики разряда. Однако такой путь в общем случае весьма сложен¹. Поэтому для изучения разряда в широком диапазоне разрядных условий приходится ход отдельных параметров и переменных разряда исследовать экспериментально, ограничиваясь при этом лишь общими физическими соображениями по поводу получающихся результатов.

1. Беспорядочность движения электронов в плазме. Беспорядочность движения электронов может быть охарактеризована отношением плотностей беспорядочного и направленного электронных токов. Это отношение эквивалентно так называемому «фактору обхода», представляющему среднее значение отношения длины пройденного электроном пути к его продвижению в направлении поля. Простейшим способом рассмотрения механизма, вызывающего беспорядочное движение электронов, будет представление о соударениях электронов с молекулами как об ударах упругих сфер. При этом нетрудно выразить значение беспорядочности B как функцию от $E\lambda_e$ — произведения продольного градиента потенциала на длину свободного пути электронов, от

¹ Для весьма низких давлений в разделе VIII описывается решение подобной системы уравнений и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

T_e — температуры электронов. Эта связь получается при совместном решении уравнения подвижности Ланжевена и уравнения для плотности направленного тока электронов (2):

$$j = n_e e K E = 0,75 \frac{n_e \lambda_e e^2 E}{m_e c} = \frac{0,75 \sqrt{\pi} n_e e^2 E}{\sqrt{8 m_e k T_e}}, \quad (2)$$

вводя плотность беспорядочного электронного тока j_e , равного

$$j_e = \frac{n_e e \sqrt{k T_e}}{\sqrt{2 \pi m_e}},$$

получаем

$$B = \frac{j_e}{j} = \frac{2k}{0,75 \pi e} \frac{T_e}{T_e E} = 0,73 \cdot 10^{-4} \frac{T_e}{T_e E}. \quad (3)$$

Переходя к реальным явлениям в разряде, можно ожидать отступлений от уравнения (3) по следующим двум причинам: а) соударения электронов и молекул происходят не по закону упругих шаров, так что направленный по полю импульс электронов уже не будет в среднем равняться нулю после каждого соударения. Вследствие этого величина λ_e для передачи импульса, входящая в уравнение (2), будет уже отличаться от значения λ_e , измеряемого методом Рамзауера и представляющего среднюю длину свободного пути для соударений; б) кроме упругих соударений в столбе происходят и неупругие, имеющие результатом потерю значительной части кинетической энергии сталкивающегося электрона. Эти оба источника отступлений от уравнения (3) оказывают более значительное влияние при низких давлениях, когда средняя скорость движения электронов велика, в итоге чего более резко выступает дифракционный характер рассеивания электронов молекулами газа и растет, кроме того, относительное число неупругих соударений.

Расхождение между значениями λ_e для передачи импульса и для соударений обычно невелико (при рассматриваемых здесь малых скоростях электронов). В гелии в случаях, когда не требуется высокая точность, например, можно пренебрегать этим явлением. В аргоне, в котором можно ожидать наибольших расхождений, проведенные расчеты показывают, что они не превышают 20—30%. Такого рода вычисления для инертных газов опубликованы недавно Гвоздовером и Голиком [52].

Отступления от уравнения (3) из-за неупругих соударений также не должны быть сильными, так как основным видом соударений в плазме является именно упругий удар электронов. Это иллюстрируется, например, результатами Килиана [2], нашедшего, что неупругие соударения в ртутном разряде при весьма низком давлении ($p \approx 0,0002$ mm Hg) не превышают нескольких процентов от общего числа соударений. Здесь оказывается общее положение, что неупругие удары, оказывающие решающее влияние на энергетические соотношения в разряде, действуют

несравненно слабее на подвижность электронов, так как большая часть электронов при разряде в одноатомных газах не обладает скоростями, достаточными для неупругих соударений.

Сравнение экспериментальных данных для B с рассчитанными по уравнению (3), в котором T_0 и E представляют значения, взятые из опыта, а λ_0 — данные для длины свободного пробега электрона, заимствованные из работ, выполненных методом Рамзауэра, должно показать, насколько к разряду приложимы упрощенные представления о природе беспорядочности движения электронов.

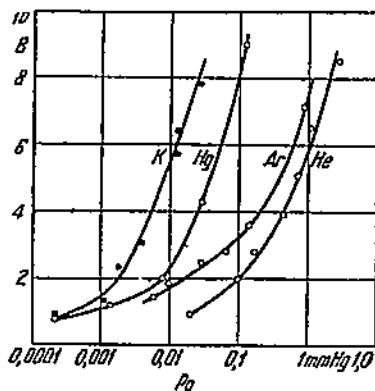
На фиг. 2 дана определенная нами посредством метода зондов зависимость B (среднего значения по сечению столба; подробно см. в разделе VII) от давления. Эта зависимость получена для разрядов в парах ртути, парах калия, аргоне и гелии.

При самых низких давлениях B во всех случаях делается меньшим единицы. Поэтому при таких давлениях нужно применять расчеты, содержащие электронную температуру, с известной осторожностью, так как значительная упорядоченность движения электронов начинает заметно влиять на вид функции распределения скоростей электронов. При повышении давления B возрастает из-за быстрого уменьшения величины $E \cdot \lambda_0$.

Обращает на себя внимание то важное обстоятельство, что кривые фиг. 2 для различных газов и паров металла расположены в порядке следования величин их действующих сечений для столкновений с электронами. Это наглядно подтверждает, что отношение плотностей беспорядочного электронного тока к направленному определяется соударениями электронов с молекулами газа.

Взаимодействие электронов, которое представляет мощный фактор, влияющий на движение отдельного электрона и на восстановление нарушенного максвелловского распределения электронных скоростей, не оказывает действия на величину B . Это происходит из-за того, что в результате взаимодействия электронов их суммарная составляющая импульса вдоль по оси положительного столба не может измениться.

Кривая фиг. 2 для аргона показывает отличие от кривых для других газов. Именно в области низких давлений и, следовательно, больших средних скоростей электронов эта кривая приближается к кривой для Hg, а в области более высоких давлений



Фиг. 2. Отношение плотностей беспорядочных и направленных электронных токов B как функция давления. Разряд в He, Ar, Hg-парах и K-парах. Для He и Ar величина тока 0,3 А; диаметр столба 20 мм. Для Hg-паров величина тока 3 А; диаметр 32 мм. Для K-паров величина тока 1 А; диаметр столба 32 мм.

ний — к кривой для He. Причина этого — влияние эффекта Рамзауэра, как известно, весьма сильно выраженного в аргоне.

Изменение силы разрядного тока должно вызывать изменение B , так как T_e , E и λ_e могут меняться с током. Экспериментальное исследование изменения B с током, проведенное нами в парах ртути [53] и парах калия (еще не опубликовано), показало (фиг. 16), что B медленно возрастает с величиной тока. Рост B вызывается уменьшением E и λ_e с величиной тока, которое полностью не компенсируется уменьшением T_e , действующим в противоположную сторону. При низких давлениях, как будет показано в дальнейшем, T_e и E не зависят от величины тока. В этих условиях наблюдавшийся рост B вызывается полностью уменьшением λ_e с током. Вопрос о природе этого явления будет разбираться при обсуждении роли положительных ионов в разряде.

2. Концентрация электронов и ионов. Увеличение B с давлением тесно связано с ростом концентрации электронов, а следовательно, и ионов. Это следует из преобразования соотношения (3):

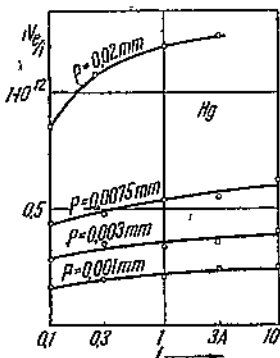
$$n_e = C \frac{j \cdot B}{\sqrt{T_e}},$$

где C — фактор пропорциональности.

Из этого соотношения видно, что при остающейся постоянной величине тока концентрация электронов и ионов возрастает с давлением даже еще быстрее, чем B , так как T_e уменьшается с давлением. Это обстоятельство существеннейшим образом сказывается на всех свойствах разряда.

При росте разрядного тока (p постоянно) концентрация заряженных частиц растет быстрее, чем ток. Этому способствует увеличение B с током и происходящее одновременно (за исключением случаев весьма низких давлений) уменьшение T_e .

Фиг. 3. Отношение $\frac{N_e}{i}$ для ртутного разряда в зависимости от тока. Диаметр столба 32 мм.

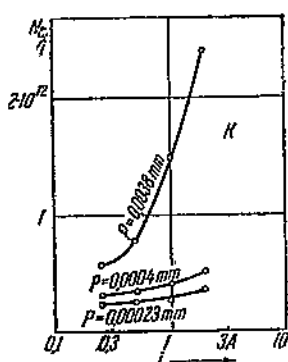


На фиг. 3 приводятся измеренные нами в положительном столбе разряда в парах ртути отношения N_e/i , где N_e — число электронов, находящихся на 1 см длины столба, а i — величина разрядного тока. Подобные же результаты для разряда в парах калия даны на фиг. 4. Все это показывает, что применяемое в ряде работ по газовому разряду предположение о пропорциональности между концентрацией электронов и величиной тока может считаться допустимым лишь для грубо приближенных расчетов. В парах же щелочных металлов это предположение будет полностью неприменимым.

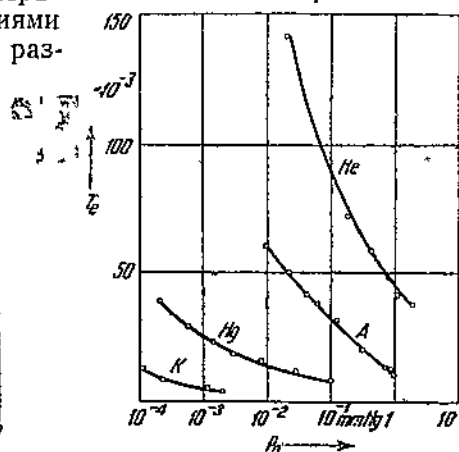
3. Электронная температура. Начиная с самых низких давлений и вплоть до давлений, при которых начинается контракция

столба, электронная температура падает с ростом давления. Это падение электронной температуры описано в работах Лэнгмюра-Мотт-Смиса [1], Киллиана [2], Коммника [26] для ртутного разряда, Зелигера и Гиргерта [12] для разряда в инертных газах, Дрювестейна и Вармольтца [54] и Фонда и Юнга [55] для разряда в парах натрия.

На фиг. 5 приводятся материалы по ходу электронной температуры с давлением для разряда в He, Ar, K и Hg, полученные нами. Электронные температуры являются функциями диаметра столба и силы раз-



Фиг. 4. Отношение $\frac{N_e}{i}$ для катодного разряда в зависимости от тока. Диаметр столба 32 мм.



Фиг. 5. Зависимость электронной температуры от давления. Разряд в He, Ar, K, и Hg. Условия, как и на фиг. 2.

рядного тока. Однако эти зависимости не могут затухать основного влияния величины ионизационного потенциала на значения T_e . Из фиг. 5 видно, что при одинаковом давлении электронные температуры располагаются в порядке следования ионизационных потенциалов.

Понижение T_e с давлением вызывается уменьшением величины $E \cdot \lambda_e$, которая определяет энергию, приобретаемую в среднем электроном между двумя соударениями с молекулами газа. В установившемся состоянии приобретаемая энергия должна равняться энергии, отдаваемой газу. Поэтому при повышении давления равенство между средними значениями энергий, приобретаемых между двух соударений электроном и теряемых им при каждом соударении, устанавливается уже при более низкой электронной температуре. Это происходит потому, что с понижением T_e быстро уменьшается часть кинетической энергии электронов, передаваемая газу вследствие неупругих соударений.

С ростом разрядного тока при самых низких давлениях T_e остается неизменной. При более высоких давлениях, но еще до

области контрагированного столба, T_e становится падающей функцией разрядного тока¹.

Зависимость T_e от i дана в разделе VI при разборе роли ступенчатой ионизации в разряде.

При давлениях, соответствующих контрагированному столбу ($p >$ несколько миллиметров), температура газа начинает постепенно сближаться с температурой электронов. Метод зондов неприменим в этой области давлений, поэтому зависимость T_e от тока и давления может определяться лишь иными способами, например, по характеристикам спектрального излучения разряда.

4. Влияние положительных ионов на движение электронов в столбе. Положительные ионы, обладая во много раз большим действующим сечением по сравнению с нормальными, должны при больших токах, а следовательно, и при больших ионных концентрациях, оказывать заметное влияние на движение электронов в столбе. Первое исследование этого вопроса, проведенное Молером и Бекнером [56] в парах цезия, подтвердило этот вывод. Общее действующее сечение газа в разряде, определяемое по уравнению, данному Киллианом (2), имеет вид:

$$Q_+ = \frac{1}{\lambda_g} = 0,34 \cdot 10^{-9} \frac{N_e E}{i \sqrt{T_e}}. \quad (4)$$

Эта величина по данным Молера и Бекнера оказалась линейно возрастающей с концентрацией ионов. Предполагая, что увеличение действующего сечения газа вызвано только положительными ионами, Молер и Бекнер вычислили действующее сечение положительных ионов и нашли, что оно имеет близкую к предполагаемому значению величину. В количественном отношении данные Молера и Бекнера мало надежны вследствие возможности в условиях их опытов роста давления паров цезия с ростом тока, на что указали Дрювестейн и Вармольтц [54], а также вследствие неудачно выбранной конструкции зонда. Несмотря на это, опыты Молера и Бекнера имеют большое значение для исследования разряда, так как эти опыты показали путь экспериментального исследования роли положительных ионов в разряде.

Теоретическое рассмотрение взаимодействия положительных ионов с электронами в газовом разряде проведено рядом авторов, давших выражения для действующих сечений положительных ионов. По Гвоздоверу [57], который произвел усреднение

¹ В своих последних работах Молер [85] находит, что электронная температура при очень больших плотностях тока возрастает вместе с величиной тока. Измерения производились в парах цезия; зонд располагался в суженной (для повышения плотности тока) части трубки. Этот результат, радикально отличающийся от других литературных данных относительно хода изменения T_e с током, вероятно, вызывался понижением давления паров цезия в месте сужения, а не ростом тока, как предполагал Молер. Такое понижение давления вызывается откачивающим действием скачка потенциала, образующегося при низких давлениях и больших разрядных токах у устья сужения [50].

действующего сечения ионов — Q_+ для максвелловского распределения электронных скоростей, имеем:

$$Q_+ = \frac{\pi}{4} \frac{e^4}{k^2 T_e^2} \ln \frac{9}{4} \frac{k^2 T_e^2}{e^4 n_p} \quad (5)$$

Используя это выражение, можно сравнивать наблюдаемое на опыте увеличение действующего сечения газа при росте концентрации ионов (достигаемое увеличением разрядного тока) с действием положительных ионов по уравнению (5).

Измерение прироста действующего сечения газа при увеличении тока представляет с экспериментальной точки зрения весьма трудную задачу. Дело в том, что рост тока вызывает изменение давления вдоль по столбу и, следовательно, изменение общего действующего сечения. Такое же действие оказывает и изменение электронной температуры, которое влияет и на Q_0 — действующее сечение нормальных атомов и на Q_+ (причем последнее весьма чувствительно меняется с изменением T_e). Поэтому для определения Q_+ с помощью уравнения (4) необходимо исключительно тщательное проведение экспериментов и точный учет перечисленных выше источников помех.

Благоприятные условия для оценки Q_+ можно получить при весьма низких давлениях, когда T_e (а следовательно, и Q_+) практически не зависят от величины разрядного тока. Поэтому нами было проведено исследование ртутного разряда в трубке, полностью погруженной в водяную баню, при давлении паров ртути в 0,001 мм. Исследовались разрядные токи от 0,1 до 10 А. В табл. 1 сопоставлены данные для процента атомов, находящихся в ионизированном и возбужденном состоянии, и найденного действующего сечения газа в разряде, выраженного в $\text{см}^2/\text{см}^2$.

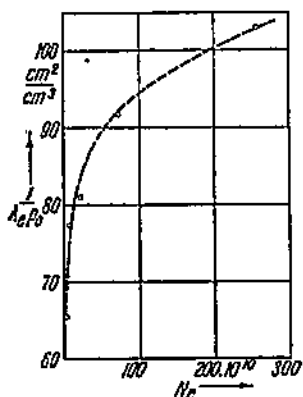
Таблица 1

Hg- пары. Диаметр трубки 32 мм; $p = 0,001$ мм

Разряд- ный ток в А	$T_e = \frac{T_{em} + T_{ew}}{2}$	N_e	$\frac{N_a}{N_0}$	$\frac{N_a}{N_0}$	λ_0	$\frac{1}{\lambda_e \cdot p_0}$
0,1	29 400	$1,67 \cdot 10^{10}$	0,006%	0,11%	16,4 см	65,3 $\text{см}^2/\text{см}^2$
0,3	29 400	5,88	0,02	0,33	13,9	76,3
1,0	29 500	20,6	0,08	1,1	13,1	81
3,0	28 800	73	0,27	3,3	11,6	92
10	29 800	254	0,95	11	10,3	103

Значения для концентрации возбужденных атомов N_a взяты из измерений Фабриканта, Бутаевой и Цирга [58], проведенных при тех же условиях, как и в наших измерениях. Концентрации возбужденных атомов определялись для значений разрядного тока 3 А. Для других токов эти концентрации перечислялись, предпо-

лагая приближенно, что N_a пропорционально i . Из данных указанных авторов следует, что это предположение не очень сильно отличается от истины и может быть принято при грубых расчетах. Как видно из таблицы, число возбужденных атомов в ртутном разряде превышает число ионов приблизительно на порядок величины. В противоположность цезиевому разряду, исследованному Молером и Бекнером, в котором число возбужденных атомов было сравнительно невелико, в ртутном разряде их действием на движение электронов пренебрегать уже нельзя. Действительно, действующее сечение возбужденных атомов должно значительно превышать сечение нормальных атомов (см., например, работу Эбингауза по диффузии возбужденных атомов гелия [59]; число возбужденных атомов на порядок выше, чем положительных ионов, а сечение положительного иона по уравнению (5) лишь в 20 раз превосходит сечение нормального атома. Следовательно, возбужденные атомы в ртутном разряде должны оказывать минимум одинаковое по порядку величины действие, как и положительные ионы.



Фиг. 6. Изменение общего действующего сечения ртутных паров в зависимости от числа положительных ионов на 1 см длины столба. Диаметр столба 32 мм. Давление ртутных паров 0,001 мм.

На фиг. 6 дается изменение действующего сечения газа в разряде в зависимости от N_c . Действующее сечение возрастает с концентрацией ионов, причем рост его начинается при больших концентрациях замедляться. В описываемых условиях опыта давление ртутных паров должно сохранять постоянное значение вдоль столба. Однако не исключена возможность, что при больших токах в осевой области наступает некоторое разрежение газа (см. предыдущий раздел), которое

сказывается в виде замедления роста действующего сечения. При увеличении тока от 0,3 до 10 А (откидывая точку при 0,1 А, как недостаточно достоверную, вследствие большого значения поправки на толщину слоя пространственного заряда у стенок, см. [60]), действующее сечение возрастает на 35%. Учет влияния положительных ионов по уравнению (5) дает для приращенного действующего сечения лишь 15%. Если учесть влияние возбужденных атомов, то можно отметить, что опыт и расчет дают результаты, согласующиеся по порядку величины. К сожалению, недостаточность данных для действующего сечения возбужденных атомов и невысокая точность измерений не дают возможности детальнее исследовать этот вопрос.

Измерения в парах калия также показывают рост действующего сечения с увеличением ионной концентрации, которое с несомненностью указывает на роль положительных ионов. Обработка результатов измерений в калиевом разряде в настоящее время продолжается.

V. ПРОДОЛЬНЫЙ ГРАДИЕНТ ПОТЕНЦИАЛА В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ. ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА РАМЗАУЕРА

Величина градиента потенциала в положительном столбе определяет затрату мощности, приходящейся на 1 см его длины. Все процессы в столбе, имеющие конечным результатом выделение тепла, отводимого за пределы столба, или выход из столба радиации, оказывают свое влияние на величину градиента.

Шоттки в своей работе по диффузионной теории положительного столба [61] дает следующее выражение для градиента потенциала:

$$E = \frac{2,4}{a} \sqrt{\frac{D_a \cdot U_i}{\delta (K_p + K_e)}} \quad (6)$$

Здесь D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; K_p и K_e — подвижности ионов и электронов и δ — коэффициент, меньший единицы, показывающий, какая часть потребляемой в положительном столбе мощности затрачивается на ионизацию газа. Применение этой формулы для расчета градиента потенциала, однако, практически невозможно, вследствие того что значение δ пока не поддается расчету (δ , естественно, зависит от величины тока и давления газа), а определение величины D_a также представляет известные затруднения.

В книге Энгеля и Штеенбека [62] для E дается следующее уравнение:

$$E = 1,83 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{x}}{\lambda_e} T_e V/\text{cm}. \quad (7)$$

Здесь x — часть кинетической энергии электрона, теряемой в среднем при каждом соударении с молекулой газа. Так как x является сама сложной и вдобавок плохо изученной функцией от T_e , то использование этого уравнения представляет большие затруднения и гораздо удобнее его применять, наоборот, к определению x , исходя из экспериментальных данных для E и T_e .

Экспериментальное определение продольного градиента потенциала в положительном столбе проводилось рядом авторов [31, 51, 54, 63, 64, 65]. Однако область низких давлений ($p < 0,1$ — 1 мм Hg) исследована совершенно недостаточно. Только одна работа Гросса охватывала широкую область давлений от 10^{-3} до 100 мм Hg, в то время как работы других авторов за исключением отдельных отсчетов [1, 54] не затрагивали область ниже $0,1$ мм. Данные Гросса, а также измерения Ломпе и Зеелигера [64] показывали, что вид функции $E = f(p)$ весьма сложен и имеет ряд подъемов и спадов. Однако в одноатомных газах и парах металлов можно ожидать аналогии в изменении основных характеристик разряда. Поэтому нами была поставлена задача установить существование таких аналогий в зависимости градиента потенциала в столбе от давления и величины тока.

Поставленное нами исследование градиента потенциала было проведено [66] для гелия, неона, аргона, криптона, паров калия

и паров ртути при одинаковых разрядных условиях. Диаметр столба равнялся 20 мм; давление менялось в пределах от тысячных долей миллиметра до 10 мм; значения тока устанавливались в 25, 50, 100, 200 и 300 мА.

Главнейшие полученные результаты представляют следующее:

1. Градиент потенциала в зависимости от давления имеет вид возрастающей функции, которая на некотором участке давлений замедляет свой рост или даже образует минимум. При дальнейшем увеличении давления, когда начинается контракция столба, градиент вновь начинает быстро возрастать.

2. В тяжелых инертных газах (Ag и Kr) минимум на кривых градиента достигает особой глубины. Так, в криптоне градиент в минимуме составляет лишь одну треть от градиента в максимуме, лежащем при более низких давлениях (фиг. 7).

3. При самых низких давлениях градиент весьма мало зависит от величины тока (на это указывалось еще Гросом [31]). При росте давления градиент начинает представлять убывающую с величиной тока функцию¹.

4. Наблюдавшийся Гросом в аргоне быстрый подъем градиента потенциала при переходе к весьма низким давлениям (ниже 0,001 мм) для всех исследованных газов и металлических паров найден не был².

На фиг. 7 сведены для примера результаты измерений при токе 0,3 А для гелия, неона, аргона и криптона, а на фиг. 8 — для паров ртути и паров калия.

Увеличение градиента при росте давления есть результат быстрого увеличения числа столкновений электронов и атомов газа в единице объема, что связано с ростом энергии, затрачиваемой электронами при упругих и неупругих столкновениях. Это положение будет справедливым в области низких давлений, когда электроны практически не получают обратно энергии от возбужденных атомов посредством ударов второго рода. Так как увеличение давления вызывает уменьшение электронной температуры, а следовательно, и уменьшение среднего значения энергии, передаваемой электронами атомам газа при каждом соударении, и кроме того, начинает играть роль обратная передача энергии электронам при ударах второго рода, то нельзя уже ожидать, что рост градиента будет происходить монотонно. Это действительно и наблюдается на опыте.

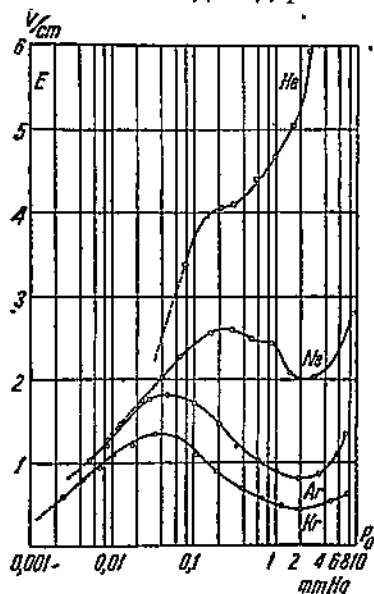
¹ Рост градиента с током наблюдался Ломпе и Зеелигером [64] для гелия при давлении в несколько миллиметров и при увеличении силы тока от нескольких и до нескольких десятков миллиампер. Другой случай — работа Молера [65] с парами цезия, где градиент возрастал при увеличении тока от нескольких десятых долей и до 4 А. Однако в последнем случае рост градиента вызывался, вероятно, выделением молекулярных газов из стекла или электродов, так как одновременно сильно возрастали тепловые потери в объеме газа.

² Этот результат Гроса, вероятно, вызывался продуктами разложения оксидного слоя на катоде под действием интенсивной ионной бомбардировки, происходящей при низких давлениях газа.

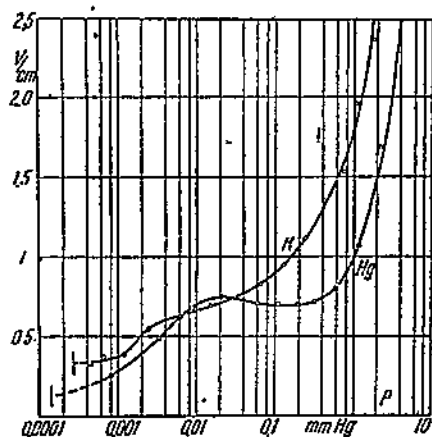
Особое положение, занимаемое ходом градиента потенциала в аргоне и криптоне, наводит на мысль, что это является результатом эффекта Рамзауера, который в этих газах особо сильно выражен. Чтобы проверить это предположение количественно, использовалось уравнение (3), которое дает для:

$$E = 0,73 \cdot 10^{-4} \frac{T_e}{\lambda_e B} \text{ В/см.} \quad (3a)$$

При использовании этого уравнения необходимо помнить, что его вывод содержит следующие допущения: а) электроны имеют максвелловское распределение скоростей; б) температура и подвижность электронов остается постоянной по всему



Фиг. 7. Градиент потенциала в He, Ar, Ne и Kr в зависимости от давления. Диаметр положительного столба 20 мм; величина разрядного тока 0,3 А.

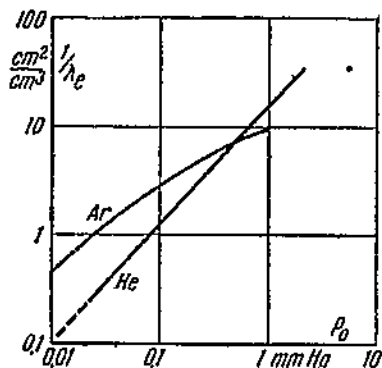


Фиг. 8. Градиент потенциала в парах ртути и калия в зависимости от давления паров. Диаметр столба 20 мм; величина разрядного тока 0,3 А.

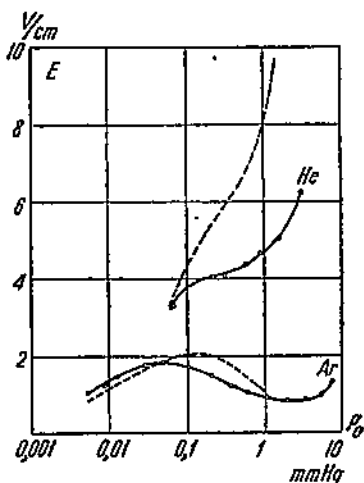
сечению столба и с) уравнение Ланжевена применимо для определения подвижности.

Проверка влияния эффекта Рамзауера на градиент потенциала проводилась в гелии и аргоне. Выбор этих газов был сделан по тем соображениям, что гелий не обладает эффектом Рамзауера и сопоставление данных для него с данными для аргона позволит полнее установить причину различной зависимости у этих газов градиента от давления. Зондовые измерения, проведенные с этой целью, давали значения для T_e и B при различных давлениях. Величина λ_e вычислялась из данных, непосредственно полученных методом Рамзауера. Для гелия эти данные брались из работы Норманда [68], а для аргона из работы Рамзауера и Коллата [69].

Среднее значение λ_e получалось графическим путем для максвелловского распределения скоростей. Зная зависимость T_e от давления газа (фиг. 5), можно было получить изменение среднего значения действующего сечения $\frac{1}{\lambda_e}$ прямо от давления газа. На фиг. 9 эта зависимость дана в логарифмическом масштабе. Разрядный ток при этом равнялся 0,3 А, диаметр трубки 20 мм¹. Значения вычисленного по уравнению (3) градиента даны пунктиром на фиг. 10. Сплошными линиями даются непосредственно измеренные зондами значения градиента. Хотя не имеется полного совпадения, что и естественно, вследствие большого числа допущений, сделанных при расчете, вычисленные кривые все же пра-



Фиг. 9. Зависимость действующего сечения газа, отнесенного к температуре 0°С от давления. При этом учитывается распределение скоростей электронов по максвелловской функции с температурой, имеющей место в разряде. Диаметр столба 20 мм; величина разрядного тока 0,3 А.



Фиг. 10. Сравнение хода экспериментальных значений градиента потенциала в He и Ar в зависимости от давления с вычисленными значениями. Диаметр столба 20 мм, величина тока 0,3 А.

вильно передают ход изменения градиента с давлением и удовлетворительно воспроизводят абсолютную величину градиента.

Для выяснения причин образования минимума градиента по-

¹ Так как при выводе уравнения (3) было использовано уравнение подвижности Ланжевена, то $\frac{1}{\lambda_e}$ должно представлять не действующее сечение для соударений, а действующее сечение для передачи импульса. Как показывают данные Балларда и Мисси [70], для углового распределения электронов после соударений с атомами гелия, оба эти значения практически совпадают. Для аргона, по данным Рамзауэра и Коллата [69, 52] различие не превышает в рассматриваемых условиях 20—30%. Поэтому для действующего сечения брались значения, представляющие сечение для соударений, без всяких поправок на неклассический характер рассеивания электронов.

тенциала разберем отдельно изменение $\frac{1}{\lambda_e}$, T_e и B . Для гелия и аргона уменьшение давления в 20 раз от 1 до 0,05 мм вызывает уменьшение $\frac{1}{\lambda_e}$ — действующего сечения газа, в гелии в 26,2 раза, а в аргоне вследствие эффекта Рамзауера только в 5,3 раза. Величина же $\frac{T_e}{B}$ в обоих газах меняется при этом почти одинаково; в гелии она уменьшается в десять раз, а в аргоне в 8,7 раз. Эти результаты показывают, что образование минимума для градиента у аргона вызывается эффектом Рамзауера. В криптоне эффект Рамзауера выражен еще сильнее, чем у аргона, и соответственно глубина также образующегося минимума для градиента будет значительно большей.

VI. ХАРАКТЕР ИОНИЗАЦИИ В СТОЛБЕ. ВЕЛИЧИНА ДЕЙСТВУЮЩЕГО СЕЧЕНИЯ ДЛЯ СТУПЕНЧАТОЙ ИОНИЗАЦИИ

Образование новых ионов в разряде происходит в основном либо прямым электронным ударом, либо ступенчатым путем. Кроме того, в отдельных газах и парах металлов возможны и иные процессы образования ионов. Например, Арнот и Миллигэн [71] исследовали образование в ртутном разряде ионов Hg^{+2} , происходящее путем первоначального возбуждения атома ртути на уровень с энергией 9,52 В, с последующим образованием молекулярного иона при соударении с другим невозбужденным атомом. Весьма схожее явление наблюдалось и для гелия [72].

Для теоретической обработки разрядных явлений необходимо в большинстве случаев знание того способа ионизации, который в данных разрядных условиях имеет преобладающее значение. Материалы, имеющиеся до настоящего времени по этому вопросу, носят качественный характер. Так, например, хотя общепринято [73, 74, 75], что условиями, благоприятными для ступенчатой ионизации, являются большие давления газа в разряде и большие плотности тока, но какие-либо количественные данные об относительных вероятностях отдельных процессов ионизации в разряде отсутствуют. Нами была поставлена задача — установить по возможности количественным путем характер ионизации в ртутном разряде, который не только представляет наибольший интерес для практики, но и весьма удобен для изучения с экспериментальной точки зрения [53, 76].

В качестве метода исследования было выбрано сравнение экспериментального значения коэффициента α — числа пар ионов, генерированных в среднем каждым электроном плазмы в секунду¹ с тем же коэффициентом, вычисленным при предположении, что ионизация в столбе происходит только путем прямого электронного удара. Присутствие процессов ступенчатой ионизации при этом будет иметь своим следствием превышение экспе-

¹ Коэффициент α в этом случае не следует смешивать с соответствующим коэффициентом теории Таунсенда.

риментального значения α над вычисленным. Остановимся подробнее на различных способах определения α . Величина α определяется экспериментально из данных зондовых измерений и, кроме того, имеются два независимых друг от друга метода теоретического расчета. Первый метод дает теория Лэнгмюра и Тонкса [30] для случая низкого давления ($\lambda_p > a$). Вторым методом, предложенным Киллианом [2], основан на учете только актов ионизации прямым электронным ударом и требует знания электронной температуры, давления газа и вида функции ионизации исследуемого газа.

Введем следующие обозначения:

α_1 — число пар ионов, образуемых каждым электроном в секунду, которое непосредственно измеряется зондами;

α_2 — то же самое, по теории Лэнгмюра и Тонкса;

α_3 — то же самое, вычисленное по Киллиану, учитывая только прямую ионизацию.

Экспериментальное значение α_1 получается путем измерения числа электронов, находящихся в столбе на протяжении его длины в 1 см и величины I_p плотности ионного тока на изолированную стенку. При этом делается предположение, что рекомбинация ионов происходит только на стенках трубки. Для α_1 получается выражение:

$$\alpha_1 = \frac{2\pi a I_p}{N_e \cdot e}. \quad (8)$$

Нами было показано [87], что N_e может с достаточным приближением быть выражено уравнением¹:

$$N_e = \pi a^2 \frac{n_m + n_w}{2}, \quad (9)$$

где n_m и n_w — электронные концентрации по оси столба и у его стенок, которые определяются следующим выражением:

$$n_{m,w} = \left(\frac{2\pi m_e}{k} \right)^{1/2} \frac{I_{em,w}}{\sqrt{T_e}}, \quad (10)$$

где I_{em} и I_{ew} — плотности беспорядочных электронных токов у оси столба и у стенок. Таким образом для определения α_1 необходимо знать значения I_p , I_{em} , I_{ew} и T_e .

Для α_2 теория Лэнгмюра и Тонкса дает следующее выражение:

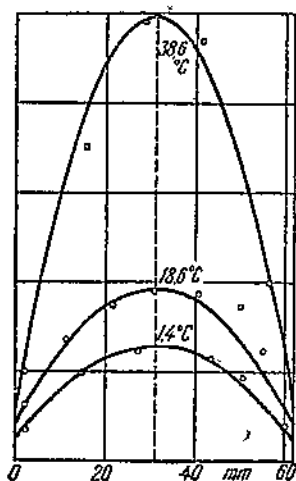
$$\alpha_2 = \frac{0,5522 \cdot 10^8 \cdot s_0}{a} \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{1/2} \sqrt{T_e}, \quad (11)$$

где s_0 — безразмерная константа, равна 0,7722. Следовательно, для определения α_2 необходимо лишь знание величины T_e .

Определение значения α_2 по теории Лэнгмюра и Тонкса не связано с какими-либо предположениями о механизме ионизации. Это значение получается из условий для равновесия плазмы,

¹ См. фиг. 10а.

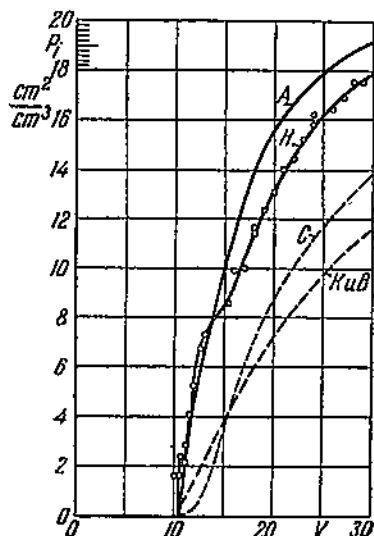
когда число вновь образующихся ионов должно равняться числу уходящих на стенки вследствие их движения в поперечном поле. При этом лишь предполагается, что положительные ионы проходят свой путь от места образования до стенок без соударений с молекулами газа и что количество вновь образуемых ионов в любом месте поперечного сечения положительного столба пропорционально электронной концентрации. Последнее предполо-



Фиг. 10а. Данные Киллиана для распределения плотности беспорядочного электронного тока по поперечному сечению столба. Сплошной линией дается кривая уравнения:

$$n_r = n_{\text{и}} - \frac{n_{\text{и}} - n_{\text{и}0}}{a^2} r^2,$$

приводящего к выражению (9).



Фиг. 11. Кривые эффективности ионизации ртути по Комптону и Ван Вурхису (К и В), Смису (С) и Ноттингему (Н). Кривая А представляет аппроксимацию данных Ноттингема по уравнению (14). Давление ртутных паров, отнесенное к 0° С — 1 мм Hg.

жение означает, что в данном случае ионизация рассматривается как неступенчатый процесс.

Киллиан [2] дал расчет значения α_3 — числа пар ионов, генерируемых каждым электроном в секунду при прямой ионизации; результаты имеют следующий вид:

$$\alpha_3 = 6,24 \cdot 10^5 \cdot C_i p_0 \sqrt{T_e} \cdot e^{-\frac{eU_i}{kT_e}} \left(U_i + \frac{2kT_e}{e} \right), \quad (12)$$

где U_i — ионизационный потенциал. При этом число пар ионов P_i , образованных на 1 см пути электрона, принималось равным:

$$P_i = C_i p_0 (U - U_i), \quad (13)$$

где p_0 — давление газа, отнесенное к 0° С.

Ряд более поздних работ показал [77, 78, 79, 80], что начальная часть функции ионизации существенно отличается от прямой линии и, следовательно, не может быть с достаточной точностью представлена уравнением (13). Сам факт отступлений этой функции от прямолинейности послужил к установлению для ряда элементов так называемых ультраионизационных потенциалов [81]. Для ртутного разряда Смисом [79] был найден вид функции ионизации, который представляет сначала весьма медленный подъем от потенциала ионизации ртути — 10,4 В до приблизительно 12 В с последующим весьма быстрым нарастанием подъема, причем имеется и ряд перегибов на возрастающей части кривой. Подобный вид функции ионизации может быть приближенно представлен уравнением (13), если для U_i в этом уравнении принять значение 12, а для C_i — 1,54. Ноттингем [80] получил для функции ионизации противоположный по отношению к данным Смиса вид. Именно, кривая сначала резко возрастает, затем образует максимум и в дальнейшем имеет замедленный рост с рядом плохо выраженных максимумов. Для такого вида кривой нами была подобрана следующая аппроксимация:

$$P_i = A [1 - e^{-B(U-U_i)}] \text{ при } A=20 \text{ и } B=0,15. \quad (14)$$

Вид функций ионизации по Комптону и Ван Вурхису [82], Смису, Ноттингему, а также аппроксимация данных Ноттингема

Таблица 2

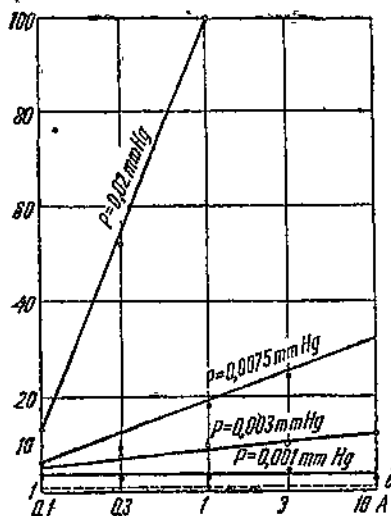
Давление Hg-паров мм Hg	Разрядный ток в А	T_0 среднее	α_1	α_2	α_3	α_3'
0,001	0,1	29,3 · 10 ³	74 · 10 ³	76 · 10 ³	23 · 10 ³	55 · 10 ³
	0,3	29,4	69	76	23,3	55,7
	1	29,5	76,2	76,5	23,7	56,5
	3	28,8	76,5	75	18,4	44,2
	10	29,8	79,5	76	25	58
0,003	0,1	23,3	58	68,5	16,5	45
	0,3	21,3	56	65,5	8,2	23
	1	20,6	63,5	63	6,9	21,3
	3	20,3	62	62,5	6,2	18,8
	10	19,9	60	62	5,2	17,1
0,0075	0,01	18,4	44,2	59,5	6,5	24,1
	0,3	17,8	44,1	59	4,9	17,2
	1	16,5	42,1	56	2,36	8,7
	3	15,9	42,9	55	1,76	7,1
	10	15,1	40,2	54	1,19	4,2
0,02	0,1	14,8	31,5	54	2,41	10,5
	0,3	12,9	29,1	50	0,54	2,7
	1	12,2	28,5	49	0,29	1,55
	3	12,1	27,8	48	0,26	1,4

по уравнению (14) даны на фиг. 11. Для коэффициента α_3 при использовании уравнения (14) было получено уже более сложное, отличное от уравнения (12) выражение, которое здесь для краткости не приводится. В дальнейшем значения, рассчитанные по этому выражению, будут обозначаться через α'_3 .

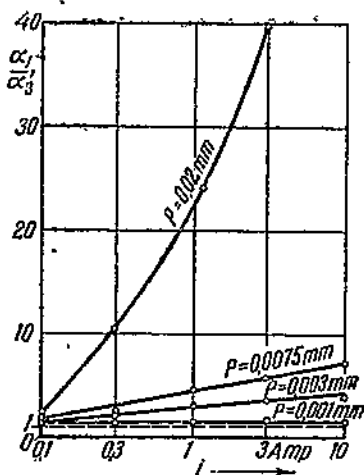
В табл. 2 сведены полученные данные для α_1 , α_2 , α_3 и α'_3 для ртутного разряда при диаметре столба 32 мм [60].

При рассмотрении результатов табл. 2 обращает на себя внимание весьма хорошее совпадение α_1 и α_2 при малых давлениях (0,001 и 0,003 мм) (фиг. 12).

При более высоких давлениях значения α_1 и α_2 начинают закономерно расходиться. Как будет показано в следующем раз-



Фиг. 12. Зависимость отношения $\frac{\alpha_1}{\alpha_3}$ от тока и давления. Разряд в парах ртути; диаметр столба 32 мм.



Фиг. 13. Зависимость $\frac{\alpha_1}{\alpha'_3}$ от тока и давления. Разряд в парах ртути; диаметр столба 32 мм.

деле, это расхождение имеет общий характер и для других свойств разряда.

Расхождение между α_3 и α_1 даже при самых низких давлениях весьма велико. Именно, α_1 приблизительно в три-четыре раза превышает α_3 . При этом ($p=0,001$ мм) отношение $\frac{\alpha_1}{\alpha_3}$ не зависит от величины тока. Это означает, что ионизация происходит в основном прямым путем, так как наличие ступенчатой ионизации повело бы к росту $\frac{\alpha_1}{\alpha_3}$ с ростом тока. Причиной несовпадения α_1 и α_3 могут служить другие процессы ионизации кроме прямого электронного удара, как, например, уже упомянутое образование молекулярного ртутного иона. Число актов такой ионизации будет возрастать пропорционально первой степени кон-

центрации электронов, и поэтому этот процесс не будет ступенчатым и не будет увеличивать $\frac{\alpha_1}{\alpha_3}$ с ростом тока. Нужно, однако, заметить, что это предположение требует весьма большой эффективности от ионизации путем образования молекулярных ионов.

Если же данные Ноттингема для вида функции ионизации справедливы, то хорошее совпадение между α_3 и α_1 (табл. 2) показывает возможность количественного расчета ионизации при низких давлениях газа, рассматривая ее как простой неступенчатый процесс.

Действительно, хотя между α_3 и α_1 имеется при самом низком давлении систематическое расхождение на 30—40%, причем α_1 превышает α_3 , значительная доля этого расхождения может быть объяснена большой направленностью движения электронов в столбе при таких низких давлениях. При этом функция распределения скоростей электронов начинает заметно отличаться от максвелловской с возрастанием в ней относительного числа быстрых электронов. Введение поправки на этот эффект значительно сближает величины α_1 и α_3 , которые получены двумя независимыми друг от друга методами.

Расхождением значений α_1 , с одной стороны, и α_3 и α_3' — с другой, можно воспользоваться для исследования развития ступенчатых процессов ионизации при повышении давления и силы тока, так как подобные процессы будут увеличивать отношение $\frac{\alpha_1}{\alpha_3}$ или соответственно $\frac{\alpha_1}{\alpha_3'}$. На фиг. 12 приводятся значения отношения $\frac{\alpha_1}{\alpha_3}$ в зависимости от разрядного тока и при различных давлениях, выбранных параметром. На фиг. 13 те же данные приводятся для $\frac{\alpha_1}{\alpha_3'}$.

Из обеих фигур видно, что независимо от выбора данных для функции ионизации (по Смису или по Ноттингему) отношение экспериментальных и рассчитанных значений — $\frac{\alpha_1}{\alpha_3}$ при давлении ртутных паров 0,001 мм практически не зависит от тока, и становится все более и более возрастающей с током функцией при повышении давления, что указывает уже на большую роль процессов ступенчатой ионизации. Из этого также следует, что в области применимости теории Шоттки ионизация происходит за исключением случаев весьма низкой плотности тока практически только ступенчатым путем.

Полученными данными можно воспользоваться для весьма грубого определения вероятности ступенчатого возбуждения. Это возможно в результате измерений концентраций возбужденных атомов, проведенных В. Фабрикантом, Ф. Бутаевой и И. Циргом [58] в тех же условиях опыта, в которых выполнялась и настоящая работа. Для этой цели можно взять точку при давлении 0,0075 мм и токе 3 А, для которой имеются измерения концентрации возбужденных атомов (в состояниях 6^3P_0 , 6^3P_1 и

6^3P_2 ; концентрациями возбужденных атомов на других уровнях можно пренебречь). Так как для этой точки отношение $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ равняется приблизительно 25, а $\frac{\alpha_1}{\alpha'_2}$ около 6, то ионизацию для этих условий можно рассматривать практически только как ступенчатую; тем более, что отношения $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ и $\frac{\alpha_1}{\alpha'_2}$ при этом показывают быстрое возрастание с ростом тока. Предполагая, что функция ионизации возбужденных атомов электронным ударом также имеет вид уравнения (6), но со значением U_i , равным в этом случае 5,4 В, и подставляя в уравнение (12) вместо ρ_0 , перечисленное на давление значение концентрации возбужденных атомов, можно получить коэффициент C_1 — наклона прямой, изображающей изменение числа ступенчатых ионизаций на 1 см пути электрона как функции скорости последнего, выраженной в вольтах. Для этого в уравнение (12) вместо α_2 подставляется экспериментально определенное значение α_1 . Получающийся при этом коэффициент C_1 приблизительно в 30 раз более коэффициента C . Однако полученное таким образом значение C_1 несколько преувеличено, так как могут иметься и иные процессы неступенчатого характера. Во всяком случае полученные результаты показывают, что наклон прямой для зависимости действующего сечения ионизации возбужденных атомов от скорости электронов на порядок величины больше наклона прямой для действующего сечения ионизации невозбужденных атомов. Интересно отметить, что по данным В. Фабриканта, Ф. Бутаевой и И. Цирга [83] действующее сечение для ступенчатого возбуждения также на порядок выше действующего сечения для прямого возбуждения. Таким образом имеется аналогия между ступенчатым возбуждением и ступенчатой ионизацией.

Сделанное предположение о линейной зависимости вероятности ступенчатой ионизации электронным ударом в зависимости от энергии электронов представляет первое приближение и может не соответствовать действительности. Однако точный учет функции ступенчатой ионизации вряд ли может изменить качественно факт превышения действующего сечения для ступенчатой ионизации над тем же самым для прямой ионизации.

VII. ПРОВЕРКА ТЕОРИИ ПЛАЗМЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ И ГРАНИЦ ЕЕ ПРИМЕНИМОСТИ (РАЗРЯД В ПАРАХ КАЛИЯ И ПАРАХ РТУТИ)

Для описания явлений в неконтрагированном положительном столбе существует к настоящему времени две количественных теории — диффузионная теория, данная Шоттки, рассматривает движение ионов и электронов к стенкам как диффузию в электрическом поле. Приложимость этой теории ограничивается при низких давлениях переходом от диффузии ионов к стенке, к их свободному падению под действием поля, а при высоких давлениях — наступлением контракции и связанной с ней температурной неоднородностью разряда. Другое явление, ограничивающее

применение теории Шоттки со стороны области более высокого давления — это наступление рекомбинации уже в объеме газа. Лежащее в основе теории предположение о прямом характере ионизации, как уже было отмечено выше, не соответствует действительности, но это сравнительно слабо влияет на выводы теории [84]. Для области низких давлений Лэнгмюром и Тонксом разработана теория, рассматривающая движение положительных ионов к стенкам как падение в поперечном электрическом поле, происходящее без соударений. Предположение о прямой ионизации в пределах применимости этой теории, как было показано в предыдущем разделе, уже будет значительно более справедливым.

Вопрос о границах применимости теории Лэнгмюра и Тонкса и теории Шоттки имеет важное значение, так как ряд ошибочных выводов в области газового разряда возник именно в результате использования уравнений этих теорий в условиях, когда данная теория была неприменима. Так, например, Молер [85] применял уравнение теории Лэнгмюра и Тонкса, связывающее концентрацию электронов у оси столба с плотностью ионного тока на стенку [уравнение (15)] для разряда в парах цезия при давлениях до 0,3 мм. Длина свободного пути положительных ионов цезия при таких давлениях была по крайней мере в десятки раз менее радиуса столба. Как показывают проведенные нами зондовые измерения в парах ртути и калия, в таких условиях Молер должен был получить во много раз заниженные значения концентраций. Другим примером, ведущим, однако, к не столь значительным ошибкам, является применение в разряде низкого давления распределения концентраций заряженных частиц поперек столба по бесселевой функции, с нулем концентрации у стенок [54], в то время, как действительно в этих условиях концентрация частиц на границе плазмы лишь в $1\frac{1}{2}$ —2 раза меньше, чем по оси столба.

Для определения степени точности количественных выводов теории плазмы низкого давления, а также граничных значений давлений и величин тока, при которых начинаются отступления от теории, нами были проведены исследования в парах ртути [60] и калия¹, позволившие проверить кроме уравнения (11) степень точности еще следующих соотношений, даваемых теорией Лэнгмюра и Тонкса:

$$I_p = 2s_0 h_0 \sqrt{\pi} \left(\frac{m_a}{m_p}\right)^{1/2} I_{cm} = s_0 h_0 e \sqrt{\frac{2kT_e}{m_p}} \cdot n_m, \quad (15)$$

$$B = \frac{j_0}{j} = \frac{\sqrt{\pi}}{s_0} \left(\frac{m_p}{m_a}\right)^{1/2} \frac{a^2 I_p}{i}, \quad (16)$$

$$\frac{n_m}{n_a} = \text{const}, \quad (17)$$

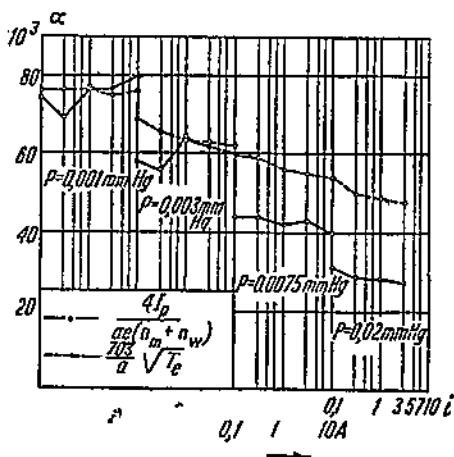
¹ Работа подготавливается к печати.

где $s_0 = 0,7722$ и $h_0 = 0,35$ представляют собой безразмерные константы.

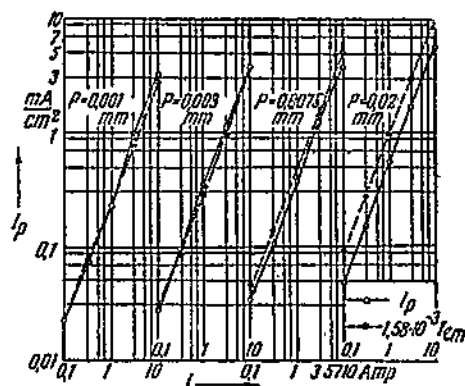
Кроме этих соотношений еще был разобран вопрос о величине отношения плотностей беспорядочных электронных и ионных токов у стенки.

При проведении этих исследований в экспериментальной части работы были применены условия, обеспечивающие возможно полное сохранение постоянства давления при изменении разрядного тока.

1. Коэффициент α . На фиг. 14 даны значения коэффициентов α_1 и α_2 , полученных из уравнений (8) и (11) и уже приведенных в табл. 2. Из этой фигуры наглядно видно хорошее совпаде-



Фиг. 14. Сравнение экспериментально определенного числа пар ионов, генерированных каждым электроном плазмы в секунду [уравнение (8)] с тем же значением, вычисленным по теории Лэнгмюра и Тонкса [уравнение (11)].



Фиг. 15. Сравнение величин I_p , измеренных в ртутном разряде непосредственно и вычисленных по уравнению (15) из данных для I_{cm} . Диаметр столба 32 мм.

ние при низких давлениях и систематически возрастающее расхождение при более высоких давлениях. Совпадение α_1 и α_2 при низких давлениях представляет весьма важный факт, так как этим самым подтверждается возможность использования со сравнительно большой точностью уравнения (11) для количественного исследования разряда низкого давления. Дополнительно можно отметить, что такое же совпадение значений α_1 и α_2 найдено нами и в разряде в парах калия при низком давлении.

Превышение α_2 над α_1 , происходящее при росте давления, является результатом соударений положительных ионов с молекулами газа при движении ионов к стенкам. При этом теория плазмы низкого давления, не учитывающая этих соударений, требует для поддержания равновесия плазмы более быстрого образования ионов, чем это необходимо на самом деле.

2. Плотность ионного тока на стенку. Величина I_p может быть непосредственно измерена плоским зондом у стенки и, кроме того, вычислена по уравнению (15) из значений I_{cm} . Сравнение обоих значений дано на фиг. 15. Сплошной линией соединены между собой точки, представляющие экспериментальные значения I_p , а пунктирной — для вычисленных по уравнению (15). При давлении 0,02 мм экспериментальное значение I_p начинает делаться заметно меньшим, чем значения, полученные по уравнению (15). Аналогично протекают явления и в калиевом разряде.

Это происходит в результате наступления заметного числа соударений положительных ионов с молекулами газа при движении ионов к стенкам.

Сравнение экспериментального и вычисленного значений I_p в парах ртути допустимо вследствие того, что эмиссия электронов из зонда под действием метастабильных атомов ртути сравнительно мала [86]. Справедливость уравнения (15) позволяет применять это уравнение для определения I_p по измеренному значению I_{cm} . Это имеет особый интерес для инертных газов, где непосредственное определение I_p зондами невозможно вследствие кажущегося увеличения ионного тока на зонд в результате эмиссии электронов из его поверхности под действием метастабильных атомов.

Фиг. 16. Сравнение величин B , измеренных зондами и вычисленных по уравнению (16) с помощью значений I_p . Разряд в парах ртути. Диаметр столба 32 мм.

ции электронов из его поверхности под действием метастабильных атомов.

3. Отношение беспорядочного электронного тока к направленному. Это отношение определялось с помощью приближенного выражения:

$$B = \pi \alpha^2 \frac{I_{cm} + I_{env}}{2i}. \quad (18)$$

Справедливость этого выражения основывается на удовлетворительном соответствии экспериментальным данным уравнения (9) [87].

Сравнение результатов зондовых измерений, дающих B по уравнению (18), с данными по уравнению (16) (для чего необходимо знать I_p) приведено на фиг. 16. Опять-таки можно отметить хорошее совпадение обоих значений при низких давлениях и расхождение в предсказываемую теорией сторону при высоких.

4. Отношение концентрации электронов у оси положительного столба к их концентрации около границы слоя у стенок.

По теории Лэнгмюра и Тонкса это отношение не должно зависеть от давления и равняется

$$\frac{n_m}{n_w} = e^{\eta_0} = \frac{I_{em}}{I_{ew}}, \quad \text{где } \eta_0 = \frac{e(U_m - U_w)}{kT_e}. \quad (19)$$

Здесь $U_m - U_w$ — разность потенциалов между осью столба и границей слоя пространственного заряда около стенок.

Экспериментально измеренные зондами значения $\frac{n_m}{n_w}$ сравнительно мало зависят от величины тока и, как требует теория, практически не меняются с давлением. Только при $p = 0,02$ мм $\frac{n_m}{n_w}$ начинает возрастать, что и можно было ожидать, так как в этих условиях мы находимся в промежуточной области между теорией плазмы низкого давления и теорией Шоттки, при которой $\frac{n_m}{n_w}$ достигает большого значения.

Принимая, что граница плазмы находится на таком расстоянии от оси, при котором производная $\frac{\partial U}{\partial r}$ равняется минус бесконечность (U — потенциал точки на расстоянии r от оси), Лэнгмюр и Тонкс получили для безразмерных параметров s_0 и η_0 соответственно значения 0,7722 и 1,155. Величина же η_0 , вычисленная из экспериментальных данных для давлений 0,001, 0,003 и 0,0075 мм, равняется приблизительно 0,6, т. е. в два раза меньше, чем по теории.

Почти двухкратное расхождение в величине η_0 не может вызвать удивления, так как на границе плазмы $\frac{\partial U}{\partial r}$ по своей абсолютной величине еще далека от бесконечности. По уравнению работы Лэнгмюра и Тонкса можно определить изменение s_0 , связанное с двухкратным уменьшением η_0 ; оказывается, что s_0 при этом уменьшается только на 13%. Если ввести соответствующую поправку для s_0 в уравнения (11) и (16), то оказывается, что совпадение экспериментальных данных для α и B с данными, рассчитанными по этим уравнениям, не становится менее удовлетворительными. Это обстоятельство должно сказаться еще менее на расчете I_p по уравнению (15), так как уменьшение s_0 будет компенсироваться увеличением константы h_0 , вызываемым той же причиной. Точно так же выражение для N_e , даваемое теорией Лэнгмюра и Тонкса: $N_e = 2h_0 \pi a^2 n_m = 0,7 \pi a^2 n_m$, будет иметь преуменьшенное значение, и применяемое в этой работе эмпирическое уравнение (9) будет более близким к действительности.

5. Отношение плотности беспорядочного электронного тока к плотности ионного тока у стенки. Лэнгмюр и Тонкс показали [30], что можно объяснить экспериментальное значение для $\frac{I_{ew}}{I_p}$ в парах ртути, если принять, что положительные ионы у края плазмы имеют полусферическое максвелловское распределение с температурой, равной половине температуры электронов,

Можно, однако, величину $\frac{I_{\text{ош}}}{I_p}$ вывести из теории Лэнгмюра и Тонкса прямым путем, не делая подобных, грубо приближенных предположений о характере распределения скоростей положительных ионов. Для этого нужно решить относительно $\frac{I_{\text{ош}}}{I_p}$ уравнения (15) и (19). При этом получается:

$$\frac{I_{\text{ош}}}{I_p} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{1/2} \frac{1}{2s_0 h_0 \sqrt{\pi} \cdot e^{\eta_0}}; \quad (20)$$

для ртути отношение $\frac{I_{\text{ош}}}{I_p}$ будет равно ~ 200 , а для паров калия ~ 90 ; эти данные значительно меньше, чем опытные величины отношения $\frac{I_{\text{ош}}}{I_p}$.

Если же подставить для η_0 значение не 1,155, а 0,6, как было экспериментально нами найдено для калиевого и ртутного разрядов, то для $\frac{I_{\text{ош}}}{I_p}$ получаем: в ртутном разряде 360; в калиевом разряде 160. Эти цифры довольно хорошо соответствуют полученным опытным данным.

Подводя итог этому разделу, можно констатировать, что при низких давлениях количественные выводы теории Лэнгмюра и Тонкса находятся в весьма удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. При увеличении давления выше нескольких тысячных долей миллиметра наступает возрастающее с давлением расхождение. Из двух причин расхождения: а) соударений положительных ионов с молекулами газа при движении ионов к стенкам и б) перехода от прямой ионизации к ступенчатой, первая причина играет доминирующее значение. Это следует из того факта, что расхождение экспериментальных и вычисленных данных, приводимых на фиг. 14, 15 и 16, мало меняется с увеличением силы разрядного тока, т. е. с ростом роли ступенчатой ионизации.

VIII. СОВМЕСТНОЕ РЕШЕНИЕ ПЯТИ УРАВНЕНИЙ ПЛАЗМЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Изучение законов движения заряженных частиц в газовом разряде и измерение важнейших атомных констант для различных газов и металлических паров представляет в настоящее время настолько разработанную область, что является естественным возникновение идеи количественного расчета сложных процессов стационарного газового разряда. Так как трудно полностью учесть все возможные явления в разряде, то первоначальные попытки расчетов должны относиться, во-первых, к простейшей части разряда — положительному столбу, и во-вторых, к таким условиям разряда, при которых можно пренебрегать рядом процессов вторичного характера (например, ступенчатым возбуждением и ступенчатой ионизацией), учет которых усложняет

расчеты и требует знания значительно большего числа атомных констант.

Лэнгмюр и Тонкс [30] наметили пять уравнений плазмы, которые при совместном решении должны выразить важнейшие переменные плазмы: T_e , N_e , E , I_p и a через атомные константы и такие параметры разряда, как величина тока, давление и радиус столба, выбор величины которых зависит от экспериментатора. Позднее Дрювестейн и Вармольтц [54] дали шесть уравнений с шестью неизвестными (шестое неизвестное — концентрация возбужденных атомов), пригодных для области диффузионной теории столба. Однако в обоих случаях выполнить совместное решение этих уравнений не удалось вследствие их сложного характера.

Уравнения Лэнгмюра и Тонкса уже частью приводились в предыдущем изложении, где показывалась их справедливость при низких давлениях. Дадим их снова в полном виде:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\frac{2kT_e}{m_p}} \frac{s_0}{a}, & (a) \\ \alpha &= \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_0}} \cdot p_0 C_i \cdot e^{-\frac{eU_i}{kT_e}} \cdot \left(U_i + \frac{2kT_e}{e} \right), & (b) \\ i &= 0,75 \frac{e^2 \sqrt{\pi}}{\sqrt{8km_0}} \frac{N_e E \lambda_0}{\sqrt{T_e}}, & (c) \\ I_p &= \frac{s_0 e}{\pi} \sqrt{\frac{kT_e}{2m_p}} \frac{N_e}{a^3}, & (d) \\ iE &= P_r + P_w + P_e. & (e) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Здесь P_r , P_w , P_e — соответственно мощности излучения, тепловых потерь у стенок столба и тепловых потерь в объеме газа, отнесенные к 1 см длины столба.

Для перехода от N_e к n_m можно пользоваться или соотношением Лэнгмюра и Тонкса $N_e = 2h_0 \pi a^2 n_m$ или уравнением (19).

При весьма низких давлениях, близких к предельным давлениям, при которых еще может существовать положительный столб, почти вся затрачиваемая в разряде мощность выделяется в виде тепла у стенок, т. е. $P_r = 0$ и $P_e = 0$. Так, например, при $p_0 = 0,00022$ мм значение $\eta_w = \frac{P_w}{iE}$ в ртутном разряде составляет 0,86 [87]. Для гелиевого разряда при $P_0 = 0,02$ мм $\eta_w \approx 0,9$. Это обстоятельство позволяет упростить уравнение (21e), которое приобретает следующий вид:

$$iE = P_w = 2\pi a I_p \left[U_i + \left(2,7 + \ln \sqrt{\frac{m_p}{2m_0}} \right) \frac{kT_e}{e} \right]. \quad (22)$$

При этом принимается, что отношение плотностей беспорядочного электронного тока у стенок к плотности ионного тока

$\frac{I_{ew}}{I_p} = \sqrt{\frac{m_p}{2m_0}}$, что почти полностью совпадает с выражением (20).

Необходимо сделать следующие замечания относительно возможных источников ошибок при применении вышеприведенных уравнений:

1. Уравнение (21 б), как уже отмечалось, неправильно учитывает вид функции ионизации. Кроме того, это уравнение будет неточным вследствие существования, даже при самых низких давлениях, других эффективных способов ионизации кроме ионизации прямым электронным ударом. Поэтому T_e , определенная из уравнений (21 а) и (21 б), будет иметь несколько преувеличенное значение.

2. При низких давлениях λ_e превышает диаметр трубки, и столкновения электронов со стенками происходят чаще, чем с молекулами газа. Однако в работе И. А. Полетаева и автора [49] найдено, что отражение электронов от слоя у стенок происходит практически зеркально, и поэтому уравнение (21 е), вероятно, должно соблюдаться достаточно хорошо.

3. Уравнения справедливы лишь для определенной области давлений, когда P_r и P_0 малы по величине по сравнению с iE . С увеличением давления P_r быстро достигает большого значения и решение уравнений будет уже содержать значительную ошибку.

Для совместного решения уравнения удобно сделать некоторое упрощение в уравнении (21б). Это упрощение имеет целью устранить T_e в выражении $(U + \frac{2kT_e}{e})$, входящем множителем к экспоненциальной функции. Для этого можно воспользоваться весьма слабой зависимостью решения для T_e из уравнений (21а) и (21б) от величины $\frac{2kT_e}{e}$, а также близостью этой последней величины при весьма низких давлениях газа к ионизационному потенциалу. Поэтому выражение $(U + \frac{2kT_e}{e})$ можно заменить через $2U_i$. Проверка допустимости такой замены путем графического решения уравнений (21а) и (21б) для исследованных нами ртутного и гелиевого разрядов показывает, что ошибка в величине T_e в случае применения указанного упрощения не превышает 2—3%. Для величины α эта ошибка будет, как это следует из вида уравнения (21а), еще в два раза меньшей. Если учесть, что в остальных уравнениях системы экспоненциальные члены с T_e в показателе отсутствуют, то отсюда следует, что возникающие отступления от точного решения должны находиться внутри пределов точности экспериментального определения рассматриваемых величин.

После описанных преобразований уравнений (21б) и (21е) легко получить совместное решение всей системы уравнений. Выражения для T_e , α , N_e , I_p и E принимают при этом следующий вид:

$$T_e = \frac{eU_i}{k \ln \left[\frac{4aU_i C_i \cdot p_0}{s_0 \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} \right]}, \quad (23)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_p}} \cdot \frac{s_0}{a}, \quad (24)$$

$$N_e = \frac{i \sqrt{2a \sqrt{m_e \cdot m_p}}}{e^{1/2} \sqrt{\sqrt{\pi} 0,75 \lambda_e s_0} \left[U_i + \left(2,7 + \ln \sqrt{\frac{m_p}{2m_e}} \frac{kT_e}{e} \right) \right]}, \quad (25)$$

$$I_p = \left(\frac{m_0}{m_p} \right)^{1/2} \frac{i \sqrt{s_0 k T_e}}{\sqrt{0,75 \pi^{1/2}} \cdot a^{1/2} \sqrt{e \lambda_e} \left[U_i + \left(2,7 + \ln \sqrt{\frac{m_p}{2m_e}} \frac{kT_e}{e} \right) \right]}, \quad (26)$$

$$E = 2 \sqrt{\sqrt{\frac{m_0}{m_e}} \frac{s_0 k T_e}{\pi m_e} \frac{U_i + \left(2,7 + \ln \sqrt{\frac{m_p}{2m_e}} \frac{kT_e}{e} \right)}{0,75 a \lambda_e e}}. \quad (27)$$

Сравнение расчетов с экспериментальными данными может быть сделано с помощью измерений, проведенных нами для разряда в ртутных парах [87] и для разряда в гелии [66]. Результаты сравнения сведены для ртути в табл. 3 и для гелия — в табл. 4.

Таблица 3

Разряд в парах ртути

$p_0 = 0,00022$ мм; $a = 1,6$ см; $i = 3$ А; $C_i = 1,53$; $\lambda_e = 45,5$ см; $\eta_{w0} = 0,86$

	T_e	α	N_e	I_p	E
Вычисленные значения	54 500° К	103 000	$4,5 \cdot 10^{11}$	0,72 мА/см ²	0,95 В/см
Экспериментальные значения	40 000° К	84 000	$5,2 \cdot 10^{11}$	0,69 .	1,06 .

Таблица 4

Разряд в гелии

$p_0 = 0,02$ мм; $a = 1$ см; $i = 0,3$ А; $C_i = 0,046$; $\lambda_e = 6,2$ см; $\eta_{w0} \approx 0,9$

	T_e	α	N_e	I_p	E
Вычисленные значения	165 000° К	$2,0 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^{10}$	1,2 мА/см ²	2,3 В/см
Экспериментальные значения	141 000° К	$1,5 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^{10}$	1,0 .	2,4 .

Длина свободного пути электрона для ртути бралась из значения действующего сечения ртутных паров при 0° С и 1 мм давления, равном 100 см²/см³. Это значение соответствует

экспериментальным данным [88] для электронов со скоростью 6—7 V. Для гелия принималось действующее сечение $8 \text{ cm}^2/\text{cm}^2$ (при 0° C и $p=1 \text{ mm}$), что соответствует скорости электронов 20—25 V [68].

В гелии, так же как и в других инертных газах [15], непосредственное измерение I_p , а следовательно, и α невозможно вследствие вторичной эмиссии электронов из зонда под действием метастабильных атомов. Поэтому экспериментальное значение I_p в табл. 4 получалось из значения $I_{\text{ст}}$ с помощью уравнения (15). С помощью этого же соотношения и уравнения (8) было получено экспериментальное значение α .

В выражения, полученные для T_e , α и E [уравнения (23), (24), (27)], не входит величина тока. Это хорошо согласуется с тем экспериментальным фактом [31; 60], что эти величины при низких давлениях газа не зависят от величины тока. Правда, в уравнение (27) для E входит под знаком корня величина λ_e , которая при больших плотностях тока будет уменьшаться. Но это уже будет эффект второго порядка. Точно так же, если пренебречь изменением λ_e с величиной тока, то величины N_e и I_p по уравнениям (25) и (26) будут расти пропорционально величине тока. Это опять-таки близко к экспериментальным данным (несколько более быстрый рост N_e и I_p по сравнению с величиной разрядного тока, отмеченный ранее, вызывается при низких давлениях как раз изменением λ_e с током).

Совпадение вычисленных и экспериментальных данных в табл. 3 и 4 сравнительно очень хорошее. Однако нельзя переоценивать значение этого совпадения, так как такие величины, входящие в расчеты, как коэффициент уравнения Ланжевена — 0,75, длина свободного пути электрона и вероятность ионизации, могут соответствовать действительности лишь с невысокой степенью точности. Кроме того, ряд сделанных упрощений, а также и отступления в поведении ионов и электронов от закономерностей, выраженных в уравнениях (21), должны значительно снизить точность вычислений. Но полученные результаты, и в особенности факт хорошего совпадения всех пяти вычисленных переменных с опытными данными, с несомненностью указывают, что путь, намеченный Лэнгмюром и Тонксом для расчета из атомных констант явлений в положительном столбе, правильно описывает явления и имеет большие перспективы для применения в будущем.

IX. БАЛАНС ЭНЕРГИИ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ

Получение определенных эффектов от разряда, как, например: большой светоотдачи, большой яркости, низкого или, наоборот, высокого градиента потенциала в столбе, высокой температуры газа и т. п., требует специального нахождения наиболее выгоднейших разрядных условий, при которых желаемое свойство разряда выражено всего полнее. Фактически все вопросы подобного рода упираются в выяснение как величины мощности, потре-

блемой в разряде, так и ее распределения между излучением и тепловыми потерями, происходящими у стенок и в объеме газа. В литературе имеется ряд исследований отдельных частей баланса мощности в положительном столбе для разряда в различных газах. Полный баланс мощности для ряда давлений был определен Молером [65] в парах цезия и Дрювестейном и Вармольтцем [54] в парах натрия. Все эти материалы, однако, не были систематизированы. С целью получения возможности предсказания изменения баланса мощности при изменении разрядных условий нами была предпринята попытка получения обобщенной картины баланса мощности в положительном столбе [89]. Для этого были использованы имеющиеся литературные данные и результаты собственных измерений в неоновом, ртутном и натриевом разрядах. Было найдено, что в зависимости от давления характер баланса мощности в одноатомных инертных газах и металлических парах действительно имеет общий характер. За прошедшее с тех пор время появилось много дополнительных материалов. В частности нами проведено измерение зондами отдельных частей баланса мощности в ртутном, калиевом, гелиевом и аргоновом разрядах для интервала давлений от 10^{-3} — 10^{-4} до нескольких миллиметров ртутного столба. Все эти новые материалы подтверждают выведенные общие закономерности для баланса мощности (фиг. 24, 25), внося вместе с тем новые детали в эту картину и подтверждая ее общность для всех одноатомных газов и паров.

В основу деления всей разрядной мощности на отдельные составные части были положены следующие соображения. Мощность, потребляемая в разряде, превращается в тепло и спектральное излучение газа, наполняющего трубку. Это излучение частью проходит через стенки разрядной трубки, частью поглощается последними. В дальнейшем изложении мы будем рассматривать мощность, приходящуюся на излучение, как мощность спектральных линий, проходящую через поверхность, ограничивающую лишь само разрядное пространство. Таким образом поглощение, характеризующее материал стенок, а не разряд, здесь учитываться не будет, и должно рассматриваться отдельно.

Далее излучаемую мощность можно разделить на две части: мощность излучения резонансных линий спектра и мощность излучения прочих линий спектра. Например, в ртутном разряде мощность излучения линий 1849 и 2537 Å будет входить в первую часть, а излучение линий 5770/79, 5461, 4368, 3650 Å составит вторую часть. В неоне резонансное излучение в основном состоит из линий 743 и 736 Å, а нерезонансное излучение составляют, главным образом, 30 линий главной серии, лежащих в оранжевой, красной и частью в инфракрасной областях спектра.

Подобное деление излучения на резонансное и нерезонансное имеет тот смысл, что каждая из этих частей резко отличается друг от друга по закономерностям в изменении с давлением и с величиной тока.

Тепловые потери в разряде, так же как и излучение, можно разделять на две части: на мощность, превращаемую в тепло в объеме газа, и мощность, преобразующуюся в тепло на стенках трубки. Первая мощность определяется процессами, происходящими в газовом объеме, и вызывает превышение температуры газа над температурой стенок. Соответствующее этой мощности тепло удаляется наружу путем теплопроводности и конвекции газа. Мощность, выделяемая у стенок в результате явлений у поверхности, вызывает нагрев стенок разрядной трубки, но не нагрев газового наполнения относительно стенок.

Нужно отметить, что приведенное выше деление разрядной мощности на отдельные части, применяющееся в ряде работ, носит условный характер и возможны другие способы ее разделения, например, основанные на классификации физических процессов, происходящих в столбе. Достоинством настоящего баланса мощности является удобство его использования как для вопросов светоотдачи и вообще излучения разряда, так и для тепловых расчетов в нем.

1. **Мощность, превращаемая в тепло в объеме газа.** Тепловые потери в объеме для разряда в инертных газах экспериментально и теоретически исследовались Пуппом [90], Зоммермейером [91], Киллианом (2), Дрювестейном и Вармольтцем [54]. При этом использовались два метода исследования: 1) определение повышения давления газа при включении разряда и 2) расчет потерь в объеме из результатов зондовых измерений, при предположении, что эти потери вызываются только упругими соударениями электронов с атомами газа. Третий метод определения тепловых потерь в объеме в виде разности между подводимой к столбу мощностью, с одной стороны, и суммой мощностей излучения и тепловых потерь у стенок — с другой, не может быть по существу сколько-либо надежным при низких и средних давлениях, когда эта часть баланса вообще невелика, и поэтому этот метод представляет интерес лишь контрольного характера.

Изменение давления газа при включении разряда позволяет получить среднюю температуру газа в разряде. Если задаться определенным законом распределения плотности тепловой энергии, выделяемой в поперечном сечении столба, то, используя законы движения этого тепла от места его выделения к стенкам, можно вычислить из средней температуры газа (вернее из разности между средней температурой газа и температурой стенок) величину мощности, превращаемой в тепло в объеме газа. Несмотря на принципиальную простоту этого метода, точность измерений невысока. Это происходит вследствие большого числа допущений, которые приходится делать при расчетах, в особенности при вычислении движения тепла к стенкам.

Результаты зондовых измерений, дающие концентрацию электронов и электронную температуру, позволяют рассчитать мощность, превращаемую в тепло при упругих соударениях электронов с атомами газа. При этом принимается, что при каждом

соударении электрона часть его кинетической энергии, в среднем равная $\frac{2m_e}{M}$ (M — масса молекулы газа), переходит в тепло.

Учитывая, что электрон со скоростью c делает $\frac{c}{\lambda_e}$ соударений в секунду, мы получаем для величины P_v — мощности, превращаемой в тепло на единицу длины столба, следующее выражение:

$$P_v = \int_0^{\infty} N_e \frac{c}{\lambda_e} \frac{2m_e}{M} \frac{m_e \cdot c^2}{2} \cdot f(c) dc, \quad (28)$$

где $f(c)$ — функция распределения скоростей электронов. Для максвелловского распределения имеем:

$$P_v = 8 \sqrt{\frac{2m_e k^3 T_e^3}{\pi}} \frac{N_e}{\lambda_e M}.$$

Если подставить для λ_e значение, даваемое формулой Киллиана (2):

$$\lambda_e = \sqrt{\frac{8m_e k T_e}{\pi}} \frac{i}{0,75 N_e e^2 E}$$

и выразить N_e с помощью уравнения (8) через n_m и n_w , то для доли разрядной мощности η_v , превращаемой в тепло в объеме газа, получаем следующее весьма простое выражение:

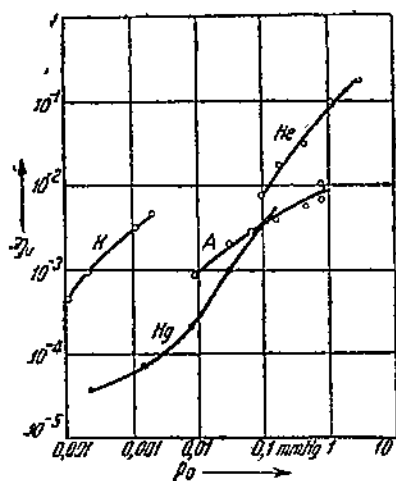
$$\eta_v = \frac{P_v}{iE} = 1,55 \cdot 10^{-29} \frac{(n_m + n_w)^2 a^4}{i^2 \cdot A} T_e, \quad (29)$$

где A — молекулярный вес применяемого газа.

Формула (29) в случаях весьма сильной зависимости λ_e от скорости электронов будет несколько неточна из-за упрощенного способа усреднения λ_e по электронным скоростям. Однако ошибка должна быть невелика. Далее, при выводе этого выражения предполагается, что электроны рассеивают часть приобретаемой ими в электрическом поле энергии при столкновениях с молекулами газа и что обратный процесс — передача энергии от газовых молекул к электронам — отсутствует. Это предположение ограничивает применимость этой формулы при больших давлениях и больших токах, когда возникновение высокой температуры газа по оси столба и приближение ее к температуре электронов ведет к образованию уже заметной мощности, получаемой электронами обратно от газовых молекул при соударениях.

Из выражения (29) следует, что при постоянном токе η_v быстро возрастает с давлением газа, так как $(n_m + n_w)$ представляет, как мы видели ранее, быстро возрастающую с давлением функцию, а T_e убывает с давлением несравненно слабее, чем необходимо для компенсации роста $(n_m + n_w)^2$ в уравнении (29).

Измерения η_v , произведенные нами при различных давлениях в гелии, аргоне, парах калия и парах ртути с помощью метода зондов, представлены в двойном логарифмическом масштабе на фиг. 17. Из этой фигуры видно, что η_v при низких давлениях очень мала и что лишь при давлениях порядка миллиметров или десятков миллиметров ртутного столба η_v начинает составлять десятки доли. Однако при дальнейшем росте давления температура газа по оси столба быстро возрастает, приближаясь к температуре электронов, и при этом уже не вся энергия, передаваемая электронами газу, выходит наружу путем теплопроводности,



Фиг. 17. Часть η_v разрядной мощности, превращаемой в пределах объема столба в тепло, в зависимости от давления газа. Разряд в Ar и He — диаметр столба 20 мм; ток 0,3 А. Разряд в K и Hg — диаметр столба 32 мм; величина тока — калий 1 А, ртуть 3 А.

а значительная часть ее возвращается обратно электронному газу. В этих условиях возрастает доля энергии, выходящей из разряда в виде излучения, что происходит за счет уменьшения η_v . Естественно, что в этой области, где, кроме того, для исследования разряда метод зондов уже неприменим, баланс мощности приходится определять не зондами, а с помощью тепловых и оптических измерений.

Особенно интересно провести сравнение полученных значений η_v с данными Зоммермейера и Пуппа [90, 91], определенными методом изменения давления при включении разряда. Такое сравнение, которое имеет скорее качественный характер (из-за различия в диаметрах и величинах разрядного тока), послужит выяснению справедливости положения, высказанного Зоммермейером, по которому мощность, превращаемая в тепло

в газовом объеме, состоит практически только из упругих потерь электронов.

Полученные нами материалы для гелия и аргона позволили провести такое сравнение. В то время как для гелия имеется удовлетворительное совпадение величины η_v , определенными обоими методами, для аргона величина η_v , полученная из зондовых измерений, приблизительно на порядок величины менее того же значения, измеренного методом изменения давления газа при включении разряда. Причина расхождения пока остается невыясненной. Не исключена вероятность того, что расхождение в случае аргона вызывается большой трудностью полной очистки аргона от молекулярных газов вследствие невозможности применения для этого активированного угля, охлаждаемого жидким воздухом (как это обычно делается при работе с гелием и нео-

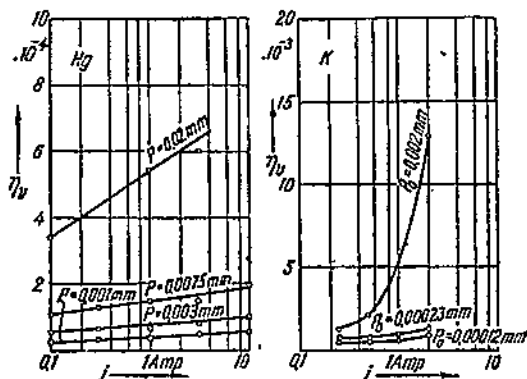
ном). Присутствие же даже небольших примесей молекулярных газов может повести к росту тепловых потерь в объеме, что вызывается процессами, уже не связанными с упругими соударениями электронов.

В области низких давлений рост тока вызывает увеличение η_v , так как отношение $\frac{n_m + n_w}{i}$, входящее в уравнение (29) в квадрате, увеличивается, по уже разобранным выше причинам, с ростом тока. Увеличение η_v с током можно видеть на фиг. 18, где даны результаты наших измерений в Hg и К-парах в зависимости от величины разрядного тока. При контрагированном столбе увеличение тока, наоборот, вызывает уменьшение η_v , так как при этом происходит подъем температуры газа и связанное с этим увеличение доли мощности, приходящейся на излучение разряда, что влечет за собой уменьшение η_v [103].

2. Мощность, превращаемая в тепло на стенках столба. Ряд процессов в газовом разряде имеет своим следствием выделение тепла у стенок. Это: 1) рекомбинация электронов и ионов, которая при низких давлениях происходит практически только у стенок, 2) передача попадающими на стенку ионами и электронами своей кинетической энергии, превращающейся в тепло, 3) передача стенкам энергии возбужденных атомов (в том числе и метастабильных) при одновременном переходе их в невозбужденное состояние. Измерения плоским зондом дают возможность определить долю разрядной мощности η_w , превращаемой в тепло у стенок вследствие рекомбинации и передачи стенкам кинетической энергии носителей тока. Для η_w получается следующее выражение (30):

$$\eta_w = \frac{2\pi a I_p}{i E} \left(U_i + U_p + \frac{2kT_a}{e} \right). \quad (30)$$

Здесь U_i — ионизационный потенциал газа; U_p — энергия положительных ионов при попадании на стенку; $\frac{2kT_a}{e}$ — средняя энергия попадающих на стенку электронов. В пределах применимо-



Фиг. 18. Зависимость части разрядной мощности η_w , превращаемой в тепло в объеме положительного столба, от разрядного тока. Даются результаты для разряда в парах ртути и калия. Диаметр столба 32 мм.

сти теории Лэнгмюра и Тонкса U_p можно выразить следующим образом:

$$U_p = \frac{kT_e}{e} \left(\ln \frac{I_{ew}}{I_p} + 0,7 \right). \quad (31)$$

В этом выражении $0,7 \cdot \frac{kT_e}{e}$ равняется средней энергии положительных ионов, приобретаемой ими при движении в плазме, остальная часть этого выражения представляет энергию, получаемую ионами при прохождении слоя пространственного заряда у стенок, причем I_{ew} обозначает плотность беспорядочного электронного тока у стенок. При более высоких давлениях, чем соответствует теории Лэнгмюра и Тонкса, вследствие большого числа соударений, ионы поступают из плазмы в слой с весьма малыми скоростями, так что уже можно пренебречь их кинетической энергией, приобретенной в пределах плазмы.

Положительные ионы при рекомбинации у стенок передают последним свою кинетическую энергию не полностью. Часть этой энергии уносится образовавшейся нейтральной молекулой в газовый объем. Обычно эта часть энергии, равная $1 - \sigma$, где σ — коэффициент аккомодации ионов, сравнительно мала, и лишь у газов с малым молекулярным весом, как, например, у гелия, она может достигать 0,5. В этом случае уносимая нейтрализовавшимся ионом энергия либо передается стенкам при новых соударениях с ними (низкое давление), либо рассеивается в газе (более высокое давление). Итогом в последнем случае является некоторое уменьшение η_{io} по сравнению с значением, рассчитанным из уравнения (30), и одновременное увеличение η_e .

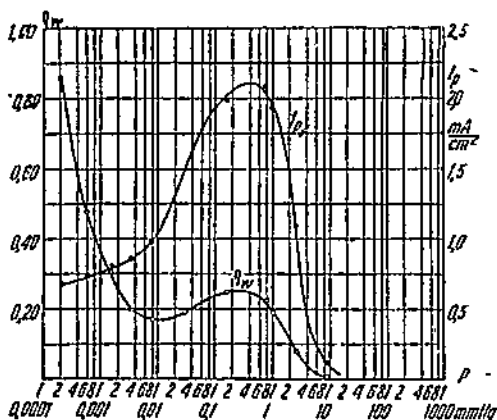
Уравнения (30) и (31) показывают, что для измерения η_{io} необходимо знать значения E , I_p , I_{ew} и T_e . Измерения стеночных потерь производились Молером [65] для разряда в парах цезия, Киллианом [2] для ртутных паров, Дрювестейном и Вармольтцем [54] для паров натрия. Хотя эти материалы и показывают общую тенденцию спада η_{io} с повышением давления, но они в большинстве случаев состоят из небольшого числа измерений и поэтому не позволяют сделать надежных выводов об изменении η_{io} в широком диапазоне p и i .

С целью получения этих зависимостей нами были проведены измерения η_{io} для паров ртути и калия в возможно более широком диапазоне давлений и величин тока.

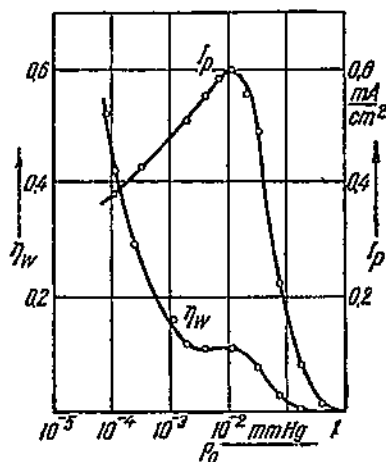
На фиг. 19 дается для ртутного разряда изменение η_{io} в зависимости от давления, а на фиг. 20 — то же самое для разряда в парах калия. Для анализа причин сложного вида кривых на тех же фигурах изображены кривые изменения плотности ионного тока на стенки — I_p в зависимости от давления газа.

При самых низких давлениях η_{io} в ртутном разряде весьма близка к единице. В парах калия с уменьшением давления η_{io} также быстро возрастает. К сожалению, искажения в столбе, вызываемые образованием быстрых электронов у катода при низких давлениях, не позволяют провести измерения при более

низких давлениях, чем приведено на фиг. 20. Большое значение η_w при низких давлениях вызывается высокой электронной температурой. При этом отношение числа ионизаций, производимых электронными ударами, к числу возбуждений относительно велико [2, 92]. Каждый акт рекомбинации на стенках при этом потребляет энергии соответственно 30—40 электронвольт, так как положительные ионы и электроны приходят на стенки с большой кинетической энергией. Поэтому один акт ионизации, влекущий за собой в конечном итоге один акт рекомбинации на стенках, в отношении потребления энергии из разряда, эквивалентен в ртутных парах при низких давлениях 6—8 актам возбуждения. В итоге на возбуждение газа затрачивается сравнительно мало энергии и, так как η_w в этих условиях весьма мала, то почти



Фиг. 19. Зависимость от давления части разрядной мощности η_w , превращаемой в тепло у стенок вследствие рекомбинации ионов и электронов и передачи стенкам их кинетической энергии. Разряд в парах ртути; ток 3 А; диаметр столба 32 мм.



Фиг. 20. Зависимость η_w от давления в положительном столбе разряда в парах каллия. Разрядный ток 1 А; диаметр столба 32 мм.

вся разрядная мощность выделяется в виде тепла у стенок. Увеличение давления, вызывая уменьшение T_e [см. уравнения (30) и (31)] и увеличение E , снижает η_w , так как небольшое увеличение I_p не в состоянии скомпенсировать влияние двух первых факторов. При росте давления, в случае ртутного разряда, от 0,01 до 1 мм быстрый рост I_p (изменения I_p с давлением отдельно указаны на фиг. 19 и 20) перекрывает влияние уменьшения T_e и, кроме того, на этом участке давлений E перестает расти и остается почти неизменным. В итоге — снова увеличение η_w . Наконец, при увеличении давления до нескольких миллиметров η_w резко падает до весьма низких значений по причине быстрого уменьшения I_p из-за затруднения диффузии носителей к стенкам и начинающейся контракции положительного столба. При

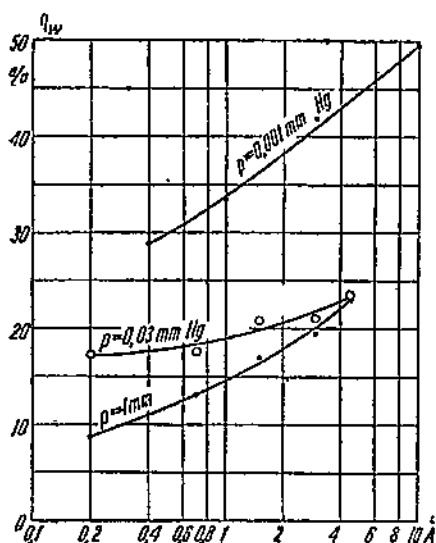
этом рекомбинация ионов и электронов происходит в основном уже не на стенках, а в газовом объеме [93]. Менее резко выраженный максимум для η_{10} в парах калия является результатом более медленного подъема I_p на этом участке давлений по сравнению с разрядом в парах ртути.

При всех давлениях, соответствующих контрагированному столбу, η_{10} практически равняется нулю.

Увеличение разрядного тока ведет к относительно медленному увеличению η_{10} . Это происходит из-за некоторого роста отношения $\frac{I_p}{I}$ и уменьшения величины E , входящих в уравнение (30), с ростом тока. Уменьшение T_w , происходящее при этом, недостаточно по величине, чтобы приостановить рост η_{10} . На фиг. 21

приводятся результаты измерений в ртутном разряде в зависимости от величины тока.

Мощность, выделяемая у стенок вследствие ударов о последние возбужденных атомов η_k , может быть определена, если известно число возбужденных атомов, попадающих в единицу времени на стенки, и вероятность передачи потенциальной энергии возбужденных атомов стенке. Исследования Кулетта [94], проведенные при низких давлениях, показывают, что отражение возбужденных атомов ртути от стенок отсутствует, т. е. каждый возбужденный атом, ударившийся о стенку, теряет свое возбужденное состояние; кроме того, было найдено, что рас-



Фиг. 21. Зависимость η_{10} от разрядного тока при различных давлениях в ртутном разряде. Диаметр столба 32 мм.

пределение скоростей возбужденных атомов представляет максвеллово распределение, соответствующее температуре стенок трубки. Абсолютные значения концентрации метастабильных атомов ртути в 6^3P_0 и 6^3P_2 — состояниях, усредненные по сечению столба, были измерены, как уже отмечалось, Фабрикантом, Бутаевой и Циргом. Применяя известную формулу кинетической теории, получаем для числа возбужденных атомов, попадающих на 1 см² поверхности трубки в секунду, выражение:

$$n_a V \sqrt{\frac{kT_w}{2\pi M}},$$

где n_a — концентрация метастабильных атомов; T_w — температура

стенок; M — масса атома ртути; отсюда для η_0 получаем следующее приближенное выражение:

$$\eta_0 = \frac{2\pi n_0 h \nu}{IE} \sqrt{\frac{kT_{\text{э}}}{2\pi M}}. \quad (32)$$

Здесь h — постоянная Планка; ν — частота колебаний, соответствующая энергии метастабильного состояния.

Для приближенного расчета можно подставить вместо n_0 усредненные по сечению столба значения, полученные для концентрации атомов в $6^3 P_{0,2}$ состояниях вышеуказанными авторами. При токе 3 А и $p = 0,003$ мм мы получим для ртутного разряда $\eta_0 = 0,07$. При более высоких давлениях величина η_0 должна, вероятно, падать из-за ударов второго рода и затруднения диффузии метастабильных атомов к стенкам. Данных для других газов и паров о величине η_0 в настоящее время привести нельзя вследствие недостаточности материалов, касающихся концентрации возбужденных атомов.

3. Мощность излучения резонансных линий. Увеличение концентрации атомов газа и электронов, происходящее в разряде при росте давления (разрядный ток постоянен), ведет к быстрому увеличению числа соударений между электронами и атомами. Пока величина самого давления невелика, уменьшение процента соударений, оканчивающихся возбуждением газа, происходящее вследствие падения с давлением электронной температуры, играет второстепенную роль и в итоге число актов возбуждения газа растет с давлением. Так как при низких давлениях гашение возбужденных атомов сравнительно мало, то в результате каждого акта возбуждения квант излучения, претерпев «диффузию» в газе, выходит за пределы разряда. Мощность излучения, таким образом, при низких давлениях возрастает с увеличением давления газа. Одновременно с этим происходит и увеличение $\eta_{\text{л}}$ — доли разрядной мощности, превращаемой в излучение резонансных линий, так как отношение числа ионизирующих соударений к числу возбуждающих падает, а η_0 еще весьма мала. Излучение нерезонансных линий (которое также возрастает в этой области с давлением) не может существенно изменить картину. Указанные закономерности можно проследить из разбора материалов Дрювестейна и Вармольтца [54], Крефта и Пирани [95], Киллиана [2].

Как показал В. А. Фабрикант [96], расчет мощности излучения разряда, произведенный при низких давлениях с помощью величин N_0 и T_0 , определенных зондами и путем применения определенной аппроксимации вида функций возбуждения, дает для излучения разряда значения, хорошо совпадающие с опытом. Сравнение производилось для разряда в парах натрия и ртути.

Переход к более высоким давлениям связан с уменьшением $\eta_{\text{л}}$. Во-первых, при этом начинает уже более сильно сказываться уменьшение процента соударений, оканчивающихся воз-

буждением газа, что вызывается падением T_e (при этом средняя кинетическая энергия делается в несколько раз меньшей, чем низшие потенциалы возбуждения данного газа), а во-вторых, возрастает тушение возбужденных атомов при их соударениях с электронами [96], так как с давлением растут концентрации и возбужденных атомов и электронов. В результате этих процессов с дальнейшим увеличением давления η_1 начинает уже падать при одновременном росте η_2 . Особенно ясно это явление наблюдается Рёслером и Шёнхером [97] на резонансных линиях ртути.

Контрагированный столб характеризуется весьма малым выходом из разряда резонансного излучения. Причины этого — малая длина свободного пути квантов резонансного излучения при их диффузии в разрядном пространстве и большое гашение возбужденных атомов при соударении второго рода со свободными электронами.

Измерения Крефта и Пирани, например, показывают, что величина η_1 в контрагированном ртутном столбе имеет порядок величины только около 1%.

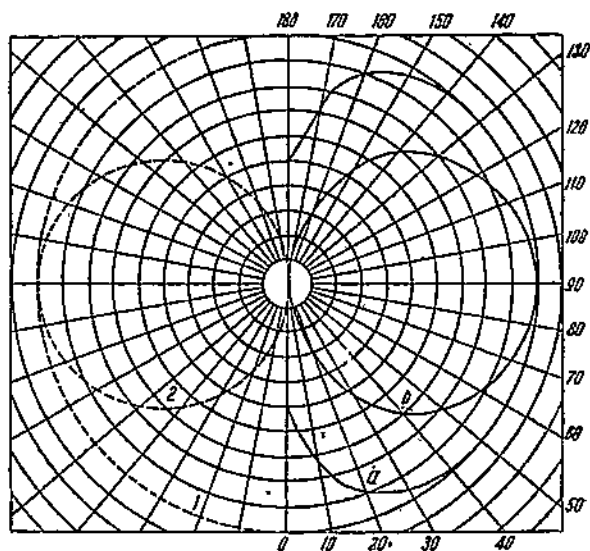
Увеличение силы разрядного тока при всех давлениях кроме соответствующих контрагированному столбу ведет к уменьшению величины η_1 , так как остальные части баланса мощности растут с величиной тока. Что касается области контрагированного столба, то к настоящему времени не имеется достаточных данных для изменения η_1 с ростом тока.

4. Излучение нерезонансных линий. Как уже отмечалось, излучение нерезонансных линий показывает изменение с давлением и величиной тока, отличающееся от соответствующего поведения резонансного излучения. Наглядно различие поведения обоих видов излучения можно наблюдать при изучении распределения потока излучения от цилиндрической трубки. Если взять предельный случай, когда излучение не поглощается разрядом, то в плоскости, в которой лежит ось трубки, кривая распределения силы света, данная в полярных координатах, представляет собой круг с центром на оси разрядной трубки, т. е. поток излучения одинаков по всем направлениям. Если взять противоположный случай — сильное поглощение излучения в разряде, то наружу излучение выходит только от внешней поверхности разряда. В подобном случае поверхностного излучения кривая распределения силы света представляет, как известно, круг, касательный к оси разрядной трубки. Оба эти случая распределения даны пунктирной линией на левой части фиг. 22. Реальное распределение силы света показано на правой стороне фигуры. Кривая *b* изображает распределение по углам для резонансной натриевой линии 5890/6 Å, измеренное нами при низком давлении паров [89]. Вследствие сильного поглощения в разряде распределение силы света весьма близко к предельному случаю — кругу, касательному к оси трубки. Для излучения нерезонансных оранжевых и красных линий главной серии неона была получена кривая *a* [98], приближающаяся к другой предельной кривой,

своей малому поглощению разрядом собственного излучения.

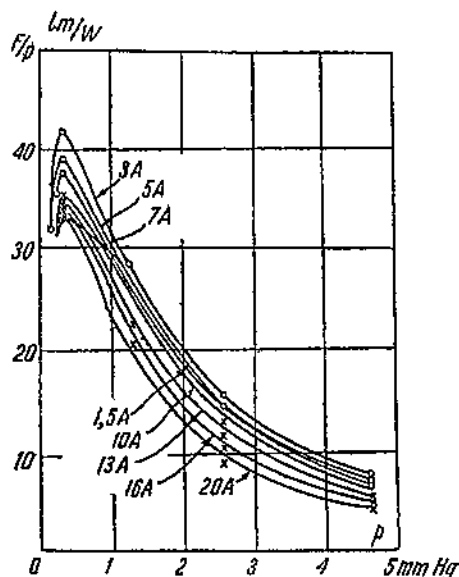
Начиная с самых низких давлений, доля мощности η_2 , приходящаяся на нерезонансное излучение, быстро растет с увеличением давления, так же как и η_1 . Однако в этом случае добавляется еще один фактор, ускоряющий рост η_2 по сравнению с η_1 . Это — возрастание числа актов ступенчатого возбуждения, происходящее вследствие роста концентрации возбужденных атомов и электронов при росте давления. При переходе к давлениям порядка миллиметра η_2 , так же как и η_1 , начинает падать вследствие уменьшения электронной температуры в столбе и растущего ташения возбужденных атомов. И, наконец, в пределах контракции столба η_2 снова весьма сильно возрастает вследствие подъема температуры в средней части столба. При этих давлениях вся разрядная мощность практически распределяется только между η_0 и η_2 , так как и потери у стенок и резонансное излучение, как уже отмечалось, весьма малы.

В разряде с неоновым наполнением Эленбаас [99] показал, что распределение интенсивностей среди спектральных линий главной серии, составляющей основную часть нерезонансного излучения неона, не меняется заметным образом при изменении давления и практически не зависит от величины тока. Таким образом непосредственные измерения светоотдачи неоновой разрядной трубки дают представление об изменении η_2 с давлением. Эти измерения были проведены нами совместно с И. М. Тарасковым [98] для трубок с различным диаметром и для различных давлений и величин тока. Оказалось, что светоотдача имеет хорошо выраженный максимум при определенном давлении. Фиг. 23 иллюстрирует это для диаметра столба 61 мм и при различных величинах тока. Подобного рода измерения были произведены затем Крефтом и Зейтцем [100]. Аналогичный максимум светоотдачи в зависимости от давления был найден и в разрядах в парах ртути [101], кадмия и цинка [102].



Фиг. 22. Распределение силы света под различными углами к оси положительного столба. Разряд в неоне — кривая *a*; разряд в парах натрия — кривая *b*.

В контрагированном столбе η_{r2} растет с давлением и с величиной тока. Это происходит потому, что как рост давления, так и рост тока повышают температуру газа по оси разряда, так как при этом возрастает разрядная мощность, приходящаяся на 1 см длины столба¹. Некоторое представление о η_{r2} здесь также могут дать измерения светоотдачи в ртутном разряде [101, 103]. Проведенные в последнее время измерения над ртутным разрядом сверхвысокого давления ($p > 100$ ат) показывают, что в излучение нерезонансных линий может быть превращена весьма значительная часть разрядной мощности, достигающая 75% [104, 105].



Фиг. 23. Зависимость световой отдачи разряда в неоне от давления. Диаметр столба 61 мм. Параметром служит разрядный ток, выраженный в амперах.

личных газов аналогичные изменения в балансе будут происходить при различающихся друг от друга давлениях.

По оси ординат диаграммы отложены значения частей баланса, выраженные в процентах. Кривые нанесены таким образом, что величина данной части баланса мощности равняется разности ординат двух соседних кривых. Вся площадь диаграммы распадается вследствие этого на четыре области, причем область, отмеченная η_{10} , представляет тепловые потери на стенках с добавлением потерь, возникающих вследствие ударов возбужденных атомов о стенки; η_v — тепловые потери в объеме; η_{r1} — область резонансной радиации; наконец η_{r2} — область нерезонансной радиации.

Так как систематических исследований изменения баланса мощности в зависимости от величины тока имеется несравненно

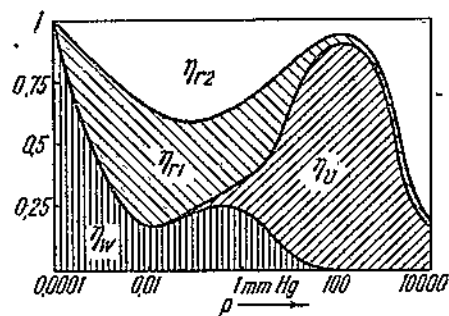
¹ При росте тока необходимо также учитывать происходящее уширение контрагированного столба.

меньше, чем для зависимости от давления газа, то соответственно труднее воспроизвести и общую картину для баланса мощности при больших плотностях тока. Весьма грубое представление об особенностях баланса при больших разрядных токах дается на фиг. 25. Построение диаграммы баланса здесь такое же, как и на фиг. 24. Необходимо особо оговорить ориентировочный характер изображения баланса мощности при переходе к большим токам. Дело в том, что отдельные части баланса иногда не монотонно меняются с током, как, например, излучение нерезонансных линий [98, 100]. Поэтому такое изменение, конечно, нельзя отобразить с помощью диаграммы лишь для двух значений разрядного тока.

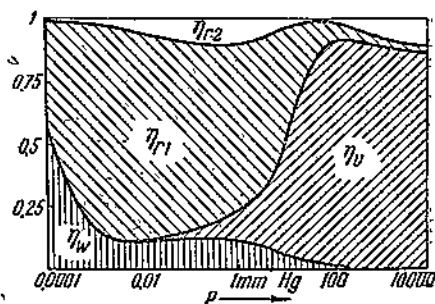
Из фиг. 25 видно, что в области сравнительно низких давлений рост тока вызывает увеличение η_w , η_v и η_{r2} и уменьшение η_{r1} . Для контрагированного столба, баланс которого состоит из η_v и η_{r2} , увеличение тока вследствие роста температуры газа и сближения ее с электронной температурой вызывает отмеченное выше уменьшение η_v и увеличение η_{r2} .

Для получения хорошей светоотдачи контрагированный столб практически используется

только в парах некоторых металлов. Однако применение мощных разрядных импульсов может позволить получать высокие значения η_{r2} и для ряда других газов. Возможно, что таким путем удастся получить большие светоотдачи и от таких инертных газов, как неон и гелий, обладающих весьма высокими потенциалами возбуждения, так как во время мощных импульсов тока по оси разряда



Фиг. 25. Картина баланса мощности в положительном столбе при токах порядка нескольких ампер.



Фиг. 24. Схематическое изображение баланса мощности в положительном столбе при различных давлениях: область η_w — тепловые потери у стенок; область η_v — тепловые потери в газовом объеме; область η_{r1} — мощность излучения резонансных линий; область η_{r2} — мощность излучения нерезонансных линий. Диаметр столба — несколько сантиметров, сила тока — несколько десятков миллиампер.

будет устанавливаться весьма высокая температура газа, но стенки будут находиться при температурах, допустимых для эксплуатации трубок. В обычных же условиях, при токе в несколько ампер и давлениях (в холостом состоянии газа) от нескольких десятков миллиметров до 500 mm Hg, измерения, про-

веденные под нашим руководством дипломником Киевского университета И. Гуриным, показали весьма низкую величину светоотдачи и, следовательно, малое значение $\eta_{\text{г.2}}$.

Из диаграммы фиг. 24 и 25 можно наглядно видеть те условия разряда, при которых на желаемую часть баланса мощности падает наибольшая часть подводимой к разряду энергии. Так, например, наибольший выход резонансного излучения требует определенной области давления и малого разрядного тока. Величина $\eta_{\text{г.1}}$ может достигать при этом исключительно большого значения. При исследовании светоотдачи разряда в парах натрия для наибольшего значения $\eta_{\text{г.1}}$ было получено около 0,85. Вероятно, близкое значение имеет $\eta_{\text{г.1}}$ и для разряда в парах ртути, если соответственно подобрать давление и величину разрядного тока [97]. Для нерезонансного излучения оптимальными условиями будут либо также определенная область давления при сравнительно большом токе, либо область контрагированного столба.

При самых низких давлениях движение носителей тока в положительном столбе имеет более направленный характер. При этом тепловые потери в объеме и излучение разряда имеют сравнительно малые размеры и основной частью баланса делаются тепловые потери у стенок. Направленность движения носителей обоого знака: электронов — вдоль по оси разряда, ионов — к стенкам разрядной трубки, делает разряд в этой области давлений наиболее восприимчивым к внешним влияниям, так, например, к действию электрических и магнитных полей или к изменению концентрации газа при резком изменении разрядных условий. Поэтому дальнейшие работы по нахождению методов воздействия на положительный столб будут иметь наибольшие шансы на успех именно в этой области давлений и изучение поведения стеночных потерь должно оказать большую помощь при работах этого рода.

Х. СВЕТООТДАЧА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Высокая светоотдача и возможность получения больших яркостей свечения от газового разряда были известны давно, но проблема широкого применения разряда как источника света приобрела практическое значение лишь после работ Пирани и его сотрудников [106, 107], опубликованных в 1930—1932 гг. Объектами работ были в основном разряд в неоне, парах ртути и парах натрия. Весьма существенный сдвиг в развитии газосветных ламп был внесен широким применением оксидных катодов, допускавших с достаточным сроком службы ввод токов в разряд порядка нескольких ампер.

Начатые в 1932—1933 гг. в Всесоюзном электротехническом институте работы по новым источникам света требовали выяснения оптимальных условий использования разряда для получения высокой светоотдачи. Световые качества газосветных ламп определяются в основном положительным столбом, так как

свечение остальных частей разряда мало существенно. Литературные данные по светоотдаче положительного столба в то время почти полностью отсутствовали, и потому нами были поставлены исследования разряда в неоне, парах ртути (при высоком давлении) и в парах натрия.

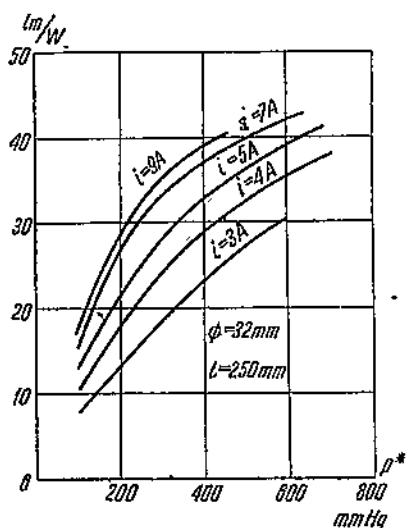
1. Разряд в неоне. В совместной работе с И. М. Тарасковым [98] исследовалась зависимость светоотдачи неоновой столба от давления неона и величины тока. Измерения проводились с трубками диаметром 13, 20, 32 и 61 мм. Питание разряда было на постоянном токе. Одновременно со светоотдачей измерялись яркость и градиент потенциала в столбе. Описание деталей эксперимента дано в соответствующих статьях. Результаты работы показали следующее: 1) в зависимости от давления светоотдача имеет резко выраженный максимум; 2) давление, при котором лежит этот максимум, сдвигается при увеличении диаметра трубки в сторону меньших давлений, а само значение максимальной светоотдачи при этом растет, достигая при наибольшем из исследованных диаметров 61 мм значения в 42 lm/W (фиг. 23); 3) в зависимости от разрядного тока светоотдача также имеет максимум. Позднее весьма близкие результаты для неоновой разряда были получены Крефтом и Зейтцем [100], применявшими не фотометрический метод исследования, а измерения с селеновым фотоэлементом.

Объяснение полученных закономерностей для светоотдачи неоновой разряда — такое же, как было дано в предыдущей главе при описании баланса энергии. Роль величины диаметра трубки сводится при этом к уменьшению с ростом диаметра потерь у стенок и тепловых потерь в объеме при давлении, соответствующем максимуму светоотдачи.

Получение сравнительно хорошей светоотдачи в неоне требует применения трубок большого диаметра, работающих при определенных давлениях и величинах тока. Так как длина трубки из практических соображений должна быть такова, чтобы падение напряжения на столбе превышало в несколько раз падение потенциала около электродов (так как мощность, затрачиваемая у электродов, весьма слабо участвует в генерации света), то такие трубки должны быть весьма громоздки и поэтому неудобны в эксплуатации. Кроме того, они будут обладать малой яркостью — порядка 1—2 стильбов. Применение трубок меньшего диаметра, например 20 мм, понижает в $1\frac{1}{2}$ —2 раза светоотдачу, но для достижения повышенной яркости приходится жертвовать некоторой частью светоотдачи, давая повышенную плотность разрядного тока. В обычных тугоплавких стеклах можно без особого труда достигать яркостей в 4—6 стильбов. Более высокие яркости требуют уже применения либо особо тугоплавких стекол, либо кварца.

2. Разряд в парах ртути при высоких давлениях. Систематические измерения в контрагированном ртутном столбе были произведены нами в 1934 г. совместно с Е. С. Плохоцким [103]. Обследованная область давлений — 50—800 мм Hg. Величина

тока варьировалась от 3 до 8 А. Исследованные диаметры столба — 23, 28, 32 и 40 мм. Питание разряда производилось переменным током. Падение напряжения на сантиметр длины столба определялась уже не зондами, а путем измерения характеристик двух трубок, отличающихся своей длиной. Это позволило ввести поправку на падение напряжения у электродов.



Фиг. 26. Светоотдача ртутного разряда при различных токах и давлениях. Диаметр столба 32 мм.

Полученные материалы привели к следующим выводам: а) Светоотдача, растущая с величиной тока и давлением, в исследованной области является практически функцией произведения этих величин. Эта функция при росте произведения $i \cdot p$ быстро замедляет свое увеличение. б) Световой поток растет приблизительно пропорционально давлению и линейно с величиной тока. в) Падение напряжения на сантиметр длины столба сравнительно мало зависит от тока и диаметра столба, уменьшаясь с их ростом. На фиг. 26 приводится для примера зависимость светотдачи от величины тока и давления. Полученные материалы удовлетворительно совпадают с появившимися позднее результатами Крефта и Зуммерера [101] и других авторов.

3. Максимальная светоотдача от натриевого разряда. Высокий выход резонансных линий в положительном столбе при определенном давлении и малой плотности тока (фиг. 25) в случае натриевого разряда ведет к весьма высокой светоотдаче. Присутствие какого-либо инертного газа при давлении порядка миллиметра ртутного столба сравнительно мало отражается на светоотдаче, так как вызываемое им увеличение доли тепловых потерь в объеме газа за счет упругих соударений электронов с атомами инертного газа компенсируется уменьшением тепловых потерь у стенок вследствие затруднения диффузии положительных ионов натрия к стенкам.

Исследование светоотдачи натриевого разряда в присутствии различных инертных газов, проведенное нами в совместной работе с И. М. Тарасковым [109], охватывало зависимость светоотдачи разряда от давления паров натрия. В качестве инертных газов были исследованы гелий, неон и аргон, вводимые в количестве, соответствующем давлению 1 мм Hg при 0° С. Полученные результаты для столба диаметром 18,5 мм приведены на фиг. 27. Как видно из этих кривых, возрастание давления натриевых паров ведет к быстрому возрастанию светоотдачи.

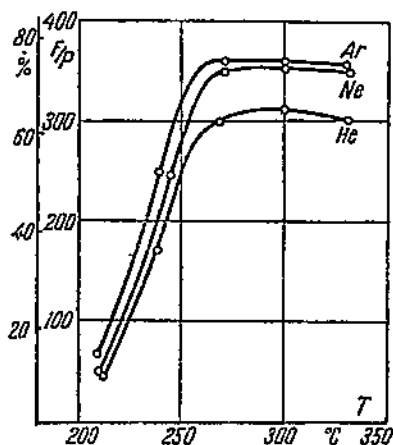
Это происходит вследствие увеличения числа возбуждающих соударения электронов с атомами натрия при росте давления натриевых атомов. Происходящее при этом из-за неупругих потерь понижение электронных температур имеет своим следствием практическое исчезновение возбуждения атомов инертного газа. Это непосредственно подтверждается исчезновением в спектре излучения натриевых ламп линий инертного газа, происходящим при нагреве до 250—270° С. Вместе с прекращением возбуждения инертного газа значительная доля разрядной мощности, переходившая ранее в коротковолновое резонансное излучение инертных атомов, начинает уже превращаться в излучение желтых линий, что и повышает светоотдачу.

В зависимости от рода инертного газа светоотдача располагается в обратном порядке атомных весов используемых газов. Это определяется упругими потерями электронов в столбе, которые при прочих равных условиях обратно пропорциональны атомному весу, а также различием в тепловых потерях у стенок из-за рекомбинации ионов и электронов. Большому значению этой потери у гелия благоприятствует кроме малого атомного веса еще большая подвижность ионов натрия при движении в гелии и более высокое значение T_e .

Рост разрядного тока в согласии с другими литературными данными, во всех без исключения случаях понижает выход желтых линий.

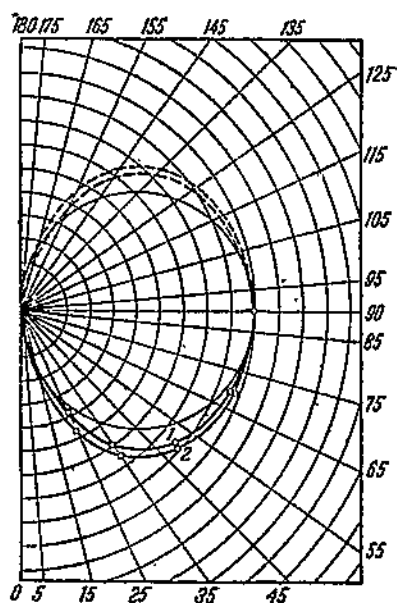
В литературе приводятся различные значения для максимальной доли разрядной мощности в столбе, которую можно превращать в излучение желтых линий натрия. Так, Крефт, Редер и Ромпе [110] принимают, что эта доля равняется 0,95. Позднее Пиранни [111] оценивает эту долю как 0,9. Данные Дрюестейна и Вармольта [54] показывают, что излучение желтых линий в случае отсутствия инертного газа составляет 0,78 разрядной мощности (при этом учтено, что 13% разрядной мощности приходится на излучение инфракрасных линий натрия). При наличии неона или аргона при давлениях до нескольких миллиметров эта доля заметно не меняется.

В большинстве случаев определение доли мощности, превращаемой в желтые линии натрия, производилось путем фотометрических или болометрических измерений в направлении, пер-



Фиг. 27. Светоотдача разряда в парах натрия в зависимости от температуры (давления Na-паров). Ток 100 мА; диаметр столба 18,5 мм. Давление инертных газов равно 1 мм Hg (отнесенное к 0° С).

пендикулярном оси трубки. Для получения общего потока излучения при этом необходимо знать распределение силы света по углам, образуемым выходящим излучением с осью разрядной трубки. Измерения Гёлера и Пирани [112] и Дрювестейна и Вармольтца показали, что распределение излучения для натриевого разряда практически совпадает с ламбертовским (фиг. 22). Проведенные нами измерения светораспределения натриевых трубок при различных условиях их работы, однако, указывают на то, что при повышении давления натриевых паров [89] кривая светораспределения начинает заметно отличаться от круга, касательного к оси разрядной трубки, характеризующего ламбертовское распределение потока. На фиг. 28 приводится вид светораспределения для натриевой трубки, снабженной усиленной теплоизоляцией и обладающей поэтому повышенным давлением паров натрия. Расчеты показывают, что применение в этих условиях предположения о ламбертовском распределении ведет к получению для светового потока значений заниженных приблизительно на 7—8% по сравнению с действительным потоком.



Фиг. 28. Распределение силы света от натриевой трубки с усиленной теплоизоляцией.

1—разрядный ток 300 мА; 2—разрядный ток 600 мА.

правильными по следующим соображениям. Излучение инфракрасных линий натрия составляет по измерениям разных авторов не менее 12—14% от разрядной мощности. Если добавить к этому потери у стенок, которые достигают нескольких процентов, то получаются значения для доли мощности желтых линий, лишь немного превышающие 0,8, что находится в согласии с данными Дрювестейна и Вармольтца и нашими измерениями,

Данные фиг. 27 получены в предположении ламбертовского распределения потока. Если учесть это обстоятельство, то для максимальной доли мощности, приходящейся на излучение желтых линий, получается значение 0,82. Это соответствует светоотдаче около 400 люменов на ватт. Возможно, что дальнейшее уменьшение силы разрядного тока вызовет повышение светоотдачи, но вряд ли это повышение может быть сколь угодно существенным по величине.

Более высокие значения доли мощности, превращаемой в желтые линии, полученные Пирани и его сотрудниками, не могут быть

XI. ПОВЫШЕНИЕ СВЕТООТДАЧИ НАТРИЕВЫХ ЛАМП

Большое различие между светоотдачей положительного столба натриевого разряда, достигающей при искусственном подогреве трубки до 400 люмен на ватт, и светоотдачей промышленных образцов натриевых ламп (40—60 люмен на ватт) главным образом вызывается трудностью совмещения двух условий для высокой светоотдачи: 1) малой плотности разрядного тока и 2) температуры трубки не ниже 270°C . Следующие обстоятельства усложняют выполнение обоих условий:

а) В трубке, заключенной в теплоизолирующую вакуумную рубашку, отвод выделяющегося тепла наружу происходит только излучением. Так как мощность теплового излучения будет в данном случае приблизительно пропорциональна разности четвертых степеней абсолютных температур самой трубки и внешнего ее чехла, то даже сравнительно небольшое повышение температуры трубки требует весьма большого повышения тепловой мощности, выделяемой в пределах разряда.

б) Увеличение тепловой мощности путем роста разрядного тока практически связано с сравнительно большим увеличением тока, так как с ростом тока падает продольный градиент потенциала. В условиях, близких к условиям работы натриевых ламп, можно грубо считать, что общая разрядная мощность (не тепловая) пропорциональна корню квадратному из величины тока.

с) Увеличение температуры трубки в интересующем нас интервале температур вызывает при постоянной величине тока понижение градиента потенциала (фиг. 3) для смесей: инертный газ + пары натрия и, следовательно, понижение тепловой мощности, выделяемой на сантиметр длины трубки. Кроме того, происходящее при этом повышение светоотдачи, т. е. увеличение части мощности, выходящей наружу в виде желтых линий натрия, также замедляет подъем температуры с ростом тока.

Все это имеет своим результатом практическое использование натриевых ламп либо при больших плотностях разрядного тока, либо в виде укороченных ламп, почти без положительного столба, в которых весьма значительная часть разрядной мощности затрачивается на подогрев электродов, в свою очередь поддерживающих нужную температуру лампы. И в том и в другом случае общая светоотдача, конечно, не может быть высока.

Можно наметить следующие пути для повышения светоотдачи натриевых ламп:

а) Улучшение теплоизоляции, что дает возможность данную температуру лампы поддерживать при меньшей плотности разрядного тока.

б) Изменение формы лампы, допускающее наиболее благоприятное ее расположение в теплоизолирующей оболочке. При этом имеют предпочтение длинные разрядные трубки, у которых невелика та часть мощности, которая затрачивается у электродов, так как эта мощность превращается в излучение желтых линий с значительно меньшим коэффициентом полезного действия.

с) Нахождение таких разрядных условий, при которых высокая светоотдача сочетается с большой мощностью, превращаемой в тепло, приходящейся на квадратный сантиметр поверхности охлаждения.

1. Теплоизоляция. Повышение теплоизолирующих свойств вакуумной рубашки или дьюаровского сосуда можно достигнуть, вводя дополнительные стеклянные стенки, охватывающие изолируемый объект и помещающиеся в вакууме. Действие этих дополнительных стенок заключается в том, что половина поглощаемого каждой стеклянной стенкой теплового излучения от предыдущих внутренних поверхностей излучается обратно внутрь и лишь другая половина излучается наружу. Таким образом каждая стеклянная стенка служит своеобразным тепловым барьером.

Точный расчет подобной теплоизоляции представляет собою весьма сложную задачу, и поэтому для практических целей достаточно ограничиться приближенным рассмотрением, приняв в качестве упрощающих предположений для теплоизоляции цилиндрической формы, что:

а) тепловое излучение каждого цилиндра полностью поглощается следующим наружным цилиндром;

б) спектральное излучение натрия (желтые и инфракрасные линии) не поглощаются стеклом;

с) внутренняя и внешняя поверхности каждой стеклянной стенки имеют одинаковую температуру.

Первое предположение можно принять лишь как грубое приближение к действительности, так как большинство сортов стекла частично прозрачно даже для длин волн до 4—5 μ [113].

Поглощение желтых линий натрия в стекле невелико. Например, измерения уменьшения силы света натриевой лампы, происходящего при быстром одевании на лампу четырех коаксиальных стеклянных цилиндров (отсчет при этом производился настолько быстро, что тепловой режим не успевал измениться), показали для поглощения желтых линий в каждом цилиндре, толщина стенок которого была равна 1 мм, значение в 3—4%. Такое низкое значение не удивительно, так как большая часть светового потока, отраженного обратно от внутренней или внешней поверхностей стекла, выходит наружу в других частях трубки.

Наконец, предположение о равенстве температур внутренней и внешней поверхностей каждой теплоизолирующей стеклянной стенки близко к действительности. Так, для стекла толщиной 0,5 мм и при наиболее напряженных тепловых режимах эта разность температур не превышает 1° С.

Расчет тепловой мощности, которую нужно затратить для нагрева цилиндрической разрядной трубки, окруженной теплоизолирующими стеклянными поверхностями, до температуры T_w , можно произвести следующим путем. Вся тепловая мощность отводится от разрядной трубки с радиусом R_0 путем лучеиспускания. При этом

$$0iE = 2\pi R_0 \sigma (T_w^4 - T_1^4),$$

где θ — коэффициент, меньший единицы, показывающий, какая часть разрядной мощности превращается в тепло в пределах трубки, σ — коэффициент уравнения Стефана-Больцмана и T_1 — абсолютная температура первого стеклянного цилиндра, окружающего трубку.

Та же самая тепловая мощность излучается и первым теплоизолирующим цилиндром; следовательно:

$$\theta iE = 2\pi R_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4)$$

и т. д.; наконец, для последнего n -го цилиндра имеем:

$$\theta iE = 2\pi R_n \sigma (T_n^4 - T_0^4),$$

где T_0 — температура внешней среды (вернее внешней оболочки лампы).

Решая совместно эти уравнения, получаем:

$$T_x = \sqrt[4]{\frac{\theta iE}{2\pi\sigma} \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_1} + \dots + \frac{1}{R_n} \right) + T_0^4}. \quad (33)$$

Для условий работы натриевой лампы, первый член, стоящий под знаком радикала, превосходит в несколько раз второй член. Из этого следует, что введение ряда теплоизолирующих цилиндров позволяет для поддержания одной и той же температуры T_x существенно снизить величину θiE . Если теплоизолирующие цилиндры мало отличаются друг от друга по величине своего радиуса, то дополнительное введение n стеклянных цилиндров снижает приблизительно в $n+1$ раз тепловую мощность, требуемую для поддержания данной температуры трубки.

Экспериментальная проверка качества теплоизоляции проводилась следующим образом. Стеклянный дьюаровский сосуд, соединенный с вакуумной установкой, содержал массивный вкладыш F из красной меди (фиг. 29). Внутри этого вкладыша помещалась подогревная спираль S_1 , накаливаемая током. С помощью этой спирали можно было выделить определенную тепловую мощность, величина которой измерялась ваттметром W . Между медным вкладышем и стеклом для улучшения теплового контакта помещалось температуростойкое масло. Применение вкладыша из хорошо проводящей тепло красной меди имело целью поддержание однородной температуры в пределах полости дьюаровского сосуда. Первоначальные опыты с наполнением сосуда только маслом показали, что даже при равномерно распределенных витках нагревной спирали температура в верхней части сосуда примерно на 50° выше, чем в его нижней части. Температура вкладыша измерялась термопарой P , введенной в специальное углубление, просверленное в меди.

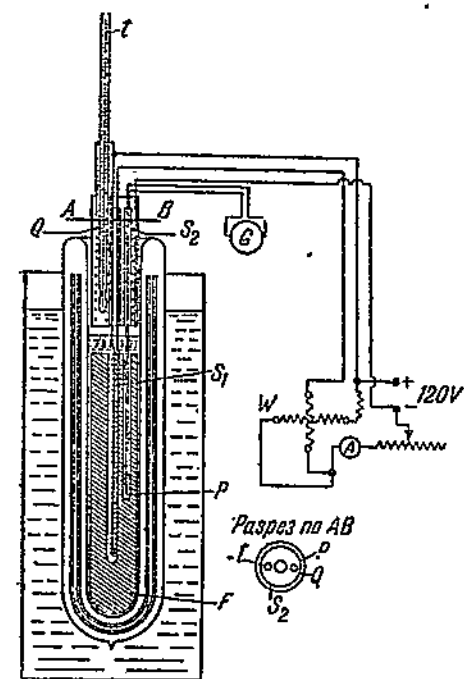
Для устранения оттока тепла через вводное отверстие сосуда Дьюара в последнее закладывался отдельный подогреватель,

вид которого изображен на фиг. 29. Этот подогреватель поддерживался с помощью отдельной накаливаемой током проводочной спирали S_2 при одинаковой температуре с медным вкладышем.

Результаты измерений с сосудом Дьюара без вспомогательных теплоизоляционных поверхностей дали для величины тепловой мощности, необходимой для нагрева 1 cm^2 внутренней поверхности сосуда до температуры 270°C , значение $0,276 \text{ W/cm}^2$. Введение четырех теплоизолирующих стеклянных поверхностей

между стенками сосуда Дьюара снизило потребление мощности до $0,104 \text{ W/cm}^2$, т. е. в 2,7 раза. По уравнению (33) снижение мощности на 1 cm^2 поверхности должно было происходить в пять раз. Расхождение расчетных и экспериментальных данных возможно вызвано неполным поглощением теплового излучения стеклянными цилиндрами.

Неполное поглощение инфракрасного излучения стеклом связано с понижением также излучательной способности стекла по сравнению с излучением черного тела для этой области длин волн. Измерения с простым сосудом Дьюара (без промежуточных теплоизолирующих поверхностей) показали, что общее тепловое излучение стекла (так называемого молибденового стекла) при температуре в 270°C составляет лишь 0,6 от

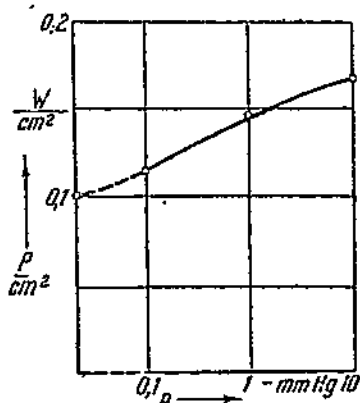


Фиг. 29. Измерение теплоизолирующих свойств дьюаровских сосудов.

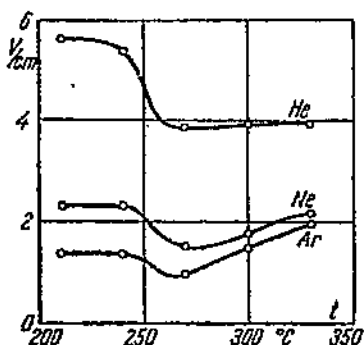
излучения абсолютно черного тела при этой же температуре. Улучшение теплоизоляции сложного сосуда Дьюара, таким образом, может быть дополнительно достигнуто подбором такого сорта стекла для внутренних стеклянных поверхностей, чтобы его прозрачность для теплового излучения была наименьшей. В этом случае выход теплового излучения от внутренних частей сосуда Дьюара непосредственно без поглощения внешними стеклянными поверхностями будет сведен к минимуму и соответственно с этим поднимется и качество теплоизоляции.

Дополнительное преимущество теплоизоляции из ряда охватывающих друг друга поверхностей состоит в малой чувствительности теплоизолирующих свойств к давлению остаточных газов. Это происходит из-за последовательного включения со-

противлений отдельных вакуумных зазоров для потока тепла, переносимого молекулами газа. При этом каждый зазор образует приблизительно одинаковое по сравнению с обычным сосудом Дьюара сопротивление. Это вытекает из формулы Кнудсена для переноса тепла разреженным газом, по которой перенос пропорционален давлению газа, но не зависит от расстояния между стенками. Применимость формулы Кнудсена, справедливо, когда расстояние между стенками меньше длины свободного пробега молекулы, в случае описанной здесь тепло-



Фиг. 30. Зависимость мощности на 1 cm^2 поверхности охлаждения дьюаровского сосуда, с четырьмя промежуточными стеклянными поверхностями от давления аргона, введенного между стенками сосуда.



Фиг. 31. ГрадIENT потенциала в натриевом разряде в зависимости от температуры (давления паров натрия). В трубку введен инертный газ; его давление 1 mm Hg при 0°C . Диаметр столба $18,5 \text{ mm}$; разрядный ток 100 mA .

изоляции будет простирается до значительно больших давлений, чем в обычном дьюаровском сосуде, так как расстояние между соседними стенками здесь будет мало.

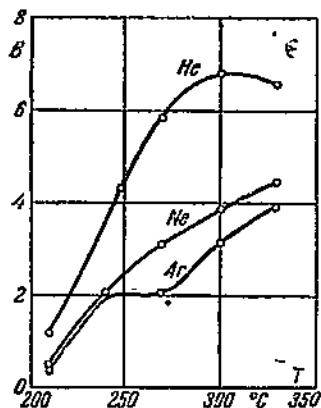
Проверка влияния остаточных газов на теплоизолирующие свойства была проведена с помощью схемы, представленной на фиг. 29. Дьюаровский сосуд между своими основными стенками имел четыре дополнительные стеклянные поверхности. Влияние газа измерялось путем введения в дьюаровский сосуд аргона. На фиг. 30 дается измеренная зависимость мощности, затрачиваемой на 1 cm^2 поверхности охлаждения, необходимой для поддержания внутри сосуда температуры в 270°C , как функции давления аргона. Действительно, введение таких больших количеств газа, как 10 mm Hg , понижает теплоизолирующие свойства только на 60—70%.

2. Форма разрядной трубки. Увеличение величины тепловой мощности, приходящейся на 1 cm^2 поверхности охлаждения дьюаровского сосуда, можно достигнуть изменением расположения разрядной трубки в теплоизолирующей оболочке. Если изготавливать лампу в форме, сложенной в четыре раза зигзаго-

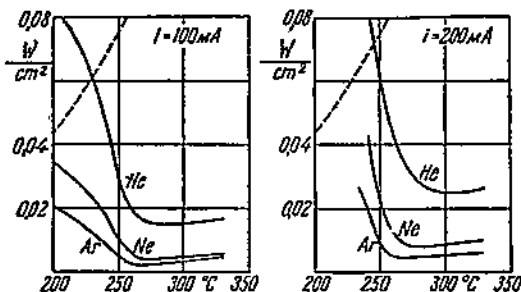
образной трубки, так, что в поперечном сечении оси отдельных отрезков трубки будут лежать по углам квадрата, то на единицу длины подобной трубки будет приходится учетверенная мощность, в то время как поверхность охлаждения увеличится приблизительно в $2\frac{1}{2}$ раза. Таким образом это позволит несколько улучшить теплоизоляцию. К недостатку такой конструкции относится прохождение части светового потока от каждого колена трубки через ее соседние отрезки, что ставит более жесткие требования к прозрачности стеклянных стенок для желтых линий натрия.

Еще более выгодные соотношения представляет разрядная трубка в форме спирали, витки которой плотно прилегают друг к другу. Для идеального случая (спираль бесконечной длины) тепловая мощность, приходящаяся при прочих равных условиях на 1 см^2 поверхности охлаждения, будет меньше в π раз по сравнению с простой трубкой. Однако значительное поглощение

света в стекле при такой форме трубки и технические трудности изготовления такой конструкции усложняют применение подобных трубок.



Фиг. 32. Зависимость средней яркости свечения столба натриевого разряда от температуры (давления натриевых паров) для наполнения He, Ne и Ar. Диаметр столба 18,5 мм; разрядный ток 105 мА.



Фиг. 33. Тепловая мощность на 1 см^2 поверхности P_q трубки, выделяющаяся в натриевом разряде с наполнением инертным газом ($p_0 = 1 \text{ мм}$). Пунктиром дается тепловая мощность на 1 см^2 , необходимая для нагрева трубки до данной температуры при использовании усиленной теплоизоляции.

3. Газовое наполнение натриевых ламп. Как уже упоминалось, к наполнению натриевой трубки, состоящему из какого-либо инертного газа или смеси инертных газов, предъявляются требования, во-первых, обеспечения высокой светоотдачи в столбе, и во-вторых, — возможно большего значения тепловой мощности, приходящейся на 1 см^2 поверхности столба. Если с этой точки зрения рассмотреть материалы фиг. 27 и 31, то становится ясным, что, несмотря на несколько меньшую светоотдачу при наполнении натриевой трубки гелием, это наполнение имеет преимущество, так как оно связано с значительно

большим выделением тепловой мощности на 1 см^2 поверхности охлаждения [109].

Увеличение мощности на 1 см^2 поверхности трубки вызывает также и повышение яркости свечения, что с практической точки зрения безусловно является преимуществом. На фиг. 32 приводятся результаты измерений яркости [109] при наличии в трубке таких инертных газов, как He, Ne и Ar при давлении $p = 1 \text{ мм}$ (отнесено к 0° C).

Сравнение тепловой (не разрядной!) мощности P_a , выделяющейся в самом разряде на 1 см^2 поверхности трубки, в зависимости от температуры трубки (разрядный ток 100 и 200 мА), с тепловой мощностью, которую нужно затратить на 1 см^2 поверхности, чтобы при усиленной теплоизоляции получить желаемую температуру трубки, дано на фиг. 33. Сплошными линиями на этой фигуре приводятся данные для выделяющейся в разряде тепловой мощности на 1 см^2 , вычисленные из материалов фиг. 27 и 31¹. Температура самой трубки при этом регулируется внешним ее подогревом. Пунктиром дана мощность на 1 см^2 , требуемая в виде тепла для нагрева трубки с теплоизоляцией, усиленной четырьмя стеклянными поверхностями между обкладками дьюаровского сосуда. Подобная диаграмма позволяет оценить температуры, устанавливающиеся в разрядной трубке за счет ее саморазогрева, при различных теплоизоляциях и различных условиях ее использования (род инертного газа, величина разрядного тока). Значение устанавливающейся температуры здесь определяется местом пересечения пунктирной кривой с кривой для тепловыделения самого разряда. С помощью данных фиг. 27 изменение температуры трубки можно перечислить на изменение светоотдачи. Разбор этих данных наглядно показывает, во-первых, то большое улучшение теплоизоляции, которое необходимо для хотя бы небольшого повышения светоотдачи разряда, и во-вторых, большие преимущества с точки зрения светоотдачи, трубки без внешнего подогрева при ее наполнении гелием.

Выбор величины давления гелия и величины разрядного тока можно осуществить с помощью данных фиг. 34 и 35. На фиг. 34 даются светоотдача, яркость и градиент потенциала при температуре трубки 300° C в зависимости от давления гелия. Величина разрядного тока 100 мА. На фиг. 35 те же данные приводятся в зависимости от разрядного тока. Давление гелия при

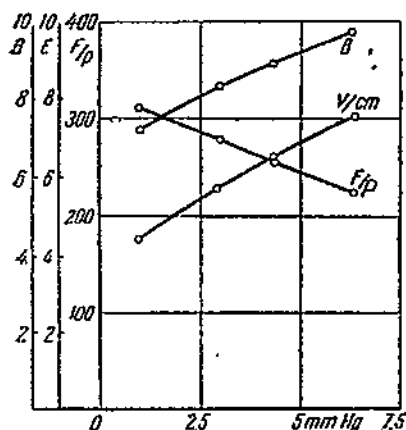
¹ Вычисление P_2 производилось по формуле:

$$P_2 = \frac{iE}{2\pi R_0} \left(1 - \frac{1}{475} \frac{F}{P} - S \right).$$

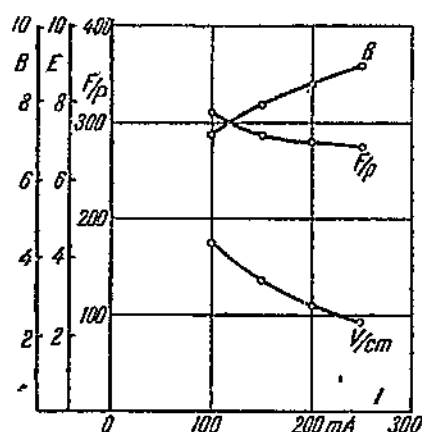
Здесь $\frac{F}{P}$ — светоотдача разряда при данных условиях, выраженная в люменах на ватт; 475 — величина светоотдачи натриевого разряда в идеальном случае, когда вся разрядная мощность превращается в излучение желтых линий; S — часть мощности, превращаемой в излучение инфракрасных линий натрия, которая по литературным данным имеет величину 0,12—0,15 [54].

этом постоянно и равняется $p_0 = 1$ мм. Все эти материалы показывают, что имеется оптимальное значение давления и разрядного тока при использовании трубки без внешнего подогрева.

При зажигании натриевых ламп первое время разряд происходит только в инертном газе и падение напряжения в столбе определяется градиентом, характерным для инертного газа. Если этот градиент весьма сильно превышает значение, устанавливающееся в разгоревшейся лампе, то при постоянном дросселе, включенном последовательно с разрядом, в начальный период разгорания лампы разрядный ток имеет малое значение. Это замедляет разгорание лампы и является, кроме того, неблаго-



Фиг. 34. Зависимость светотдачи, яркости и градиента потенциала в натриевом разряде с гелиевым наполнением от давления гелия (относительного к 0°C). Разрядный ток 100 мА; диаметр 18,5 мм.



Фиг. 35. Зависимость светотдачи, яркости и градиента потенциала в натриевом разряде с гелиевым наполнением от величины разрядного тока. Давление гелия $p_0 = 1$ мм; диаметр столба 18,5 мм.

приятным фактором для работы катодов. Поэтому все явления, повышающие падение напряжения на разрядной трубке во время ее разгорания, должны быть по возможности устранены.

К числу таких вредных явлений можно отнести влияние примеси неона к гелию. Неон в небольших количествах обычно содержится в гелии, так как последний получается в большинстве случаев (из атмосферного воздуха) путем разделения неон-гелиевой смеси.

Примесь неона к гелию вызывает [114] повышение градиента потенциала вследствие реакции:

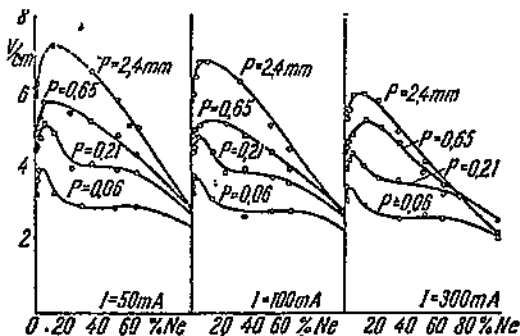


Материалы цитированной работы по зависимости величины градиента потенциала в гелии от примеси неона относились к токам в несколько миллиампер и к сравнительно большим давлениям газа. Поэтому нами были произведены соответствующие измерения для условий, близких к условиям работы натриевых

ламп. Результаты, данные на фиг 36, показывают, что примеси неона (до 10%) повышают градиент потенциала в положительном столбе на 10—15%. Следовательно, при наполнении натриевых ламп гелием желательно использовать этот газ, по возможности освобожденный от примеси неона.

4. Конструкция натриевой трубки с повышенной светоотдачей. Для получения натриевых ламп с повышенной светоотдачей нами было применено совместное использование усиленной теплоизоляции (с дополнительным помещением между стенками дьюаровского сосуда четырех теплоизолирующих поверхностей), наполнения лампы гелием в качестве инертного газа и, наконец, применения четырехкратно сложенной трубки. В итоге этих мероприятий и использования разряда при определенных условиях удалось довести светоотдачу самой трубки до приблизительно 120 lm/W. При учете мощности подогрева катодов и тепловых потерь в дросселе светоотдача всей системы снижается до 100 lm/W.

Большие трудности представляет построение катодов, выдерживающих с достаточным сроком службы работу в гелиевом наполнении. При разгорании ламп большая величина падения потенциала у катода (30—40 В) вызывает его быстрое разрушение под действием ионной бомбардировки. Специальная конструкция прессованного катода, разработанная научным сотрудником ВЭИ Т. П. Козляковской, позволила, однако, добиться срока службы катодов в несколько сотен часов. Дальнейшая работа по увеличению продолжительности жизни катода продолжается.



Фиг. 36. Градиент потенциала в смесях гелий — неон. Диаметр столба 18,5 мм.

XII. ВЫВОДЫ

1. Имеющиеся материалы по изучению газового разряда зондами содержат многочисленные противоречия, что неоднократно вызывало сомнения в правильности самого метода.

Исследование положительного столба в различных инертных газах и парах металлов показало, что зондовые измерения дают вполне надежные данные для количественного описания разрядных явлений. Необходимым условием для этого является устранение или учет мешающих факторов и точное соблюдение границ разрядных условий, в которых теория зондов сохраняет свою справедливость.

2 Во всех исследованных одноатомных газах и парах металлов такие свойства разряда, как: электронная температура, отно-

шение плотностей беспорядочных электронных и ионных токов, плотность ионных токов на стенку плазмы, продольный градиент потенциала в столбе, электронная и ионная концентрация и т. п. показывают качественно одинаковое изменение при изменении давления.

3. Эксперименты показали, что отношение беспорядочных и направленных электронных токов в положительном столбе определяется соударениями электронов с молекулами газа. В первом приближении величину этого отношения можно вычислять, рассматривая соударения электронов с молекулами газа как удар упругих шаров.

4. Исследование характера ионизации в положительном столбе показало, что ионизация происходит в основном прямым путем, когда давление газа (исследовался разряд в парах ртути) не превышает нескольких тысячных долей миллиметра. При давлениях выше сотой доли миллиметра (в пределах применимости диффузионной теории столба) ионизация практически происходит только ступенчатым путем.

Рост разрядного тока вызывает возрастание роли ступенчатой ионизации.

5. При низких давлениях, когда ионизация происходит, главным образом, прямым путем, экспериментально найдено, что электронная температура и продольный градиент потенциала в столбе почти не зависят от величины разрядного тока. В области ступенчатой ионизации эти величины показывают падение с ростом тока. Этот результат получен в парах ртути и калия и, кроме того, для градиента потенциала, в инертных газах: He, Ne, Ar и Kr.

6. Зондовые измерения в ртутном и калиевом разряде показали справедливость количественных выводов теории плазмы низкого давления, данной Лэнгмюром и Тонксом, а также позволили определить границы применимости этой теории.

Основной причиной начинающихся расхождений при повышении давления между теоретически рассчитанными данными и результатами зондовых измерений являются столкновения движущихся к стенкам положительных ионов с молекулами газа, а не переход от прямой ионизации в столбе к ступенчатой.

7. Градиент потенциала в положительном столбе в инертных газах и парах металлов показывает общее возрастание с давлением, на фоне которого имеется область давлений, где градиент значительно замедляет свой рост. Для некоторых газов в этой области образуется даже минимум градиента, достигающий особой глубины в случае аргона и криптона.

Образование этого минимума вызывается эффектом Рамзауэра, сильно выраженным в этих газах. Роль эффекта Рамзауэра доказана с помощью результатов зондовых измерений в аргоновом и гелиевом разрядах.

8. Для весьма низких давлений получено путем некоторых упрощений совместное решение пяти уравнений плазмы. Это позволяет вычислять абсолютные значения величин: E , T_e , N_e , I_p

и α , определяющих основные свойства разряда, из данных для атомных констант применяемого газа и основных параметров плазмы: силы разрядного тока, давления газа и диаметра столба.

Экспериментальная проверка в ртутном и гелиевом разрядах показала, что результаты теоретических расчетов и экспериментальные данные хорошо совпадают между собой.

Справедливость применяемого при этом уравнения Ланжевена для подвижности электронов при весьма низких давлениях газа была подтверждена путем измерения величины продольного градиента давления газа в столбе и его сравнения с теоретически рассчитанными данными.

9. Полученные результаты и имеющиеся в литературе данные позволяют построить баланс энергии в положительном столбе. Изменение этого баланса с давлением носит качественно одинаковый характер во всех исследованных одноатомных газах и парах металлов.

Общие черты имеет также изменение баланса мощности в зависимости от величины разрядного тока.

Эти материалы позволяют определять разрядные условия, наиболее благоприятные для желаемого использования разряда.

10. Измерения светоотдачи в неоновом, ртутном и натриевом разрядах показывают существование определенных, оптимальных в отношении давления газа, диаметра столба и силы разрядного тока, условий.

В натриевом разряде достижение оптимальных условий потребовало разработки усиленной теплоизоляции ламп и нахождения определенного наполнения основным инертным газом. В результате получено повышение светоотдачи образцов натриевых ламп до 100 lm/W. Работа над повышением срока службы подобных ламп продолжается.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Langmuir and H. Mott-Smith. Gen. Electr. Rev. 27, 1924.
2. T. Killian. Phys. Rev. 35, 1238, 1930.
3. А. Энгель и М. Штеенбек. Физика и техника газового разряда, часть II, стр. 51, ОНТИ, 1936.
4. K. Sommermeyer. Zs. f. Phys. 90, 232, 1934.
5. W. Nottingham. Journ. Frankl. Inst., 207, 299, 1929.
6. E. Bramhall. Phil. Mag. 13, 682, 1932.
7. J. Leland Meyer. Zs. f. Phys. 87, 1, 1933.
8. A. Sibold. Helv. Phys. Acta. 9, 123, 1936.
9. R. Mason. Phys. Rev., 51, 28, 1937.
10. Г. Спивак и Э. Рейхрудель, Ж. Т. и Э. Ф., 6, 816, 1936.
11. Г. Спивак и Э. Рейхрудель, Известия А. Н. СССР, сер. физич., № 4, 1938.
12. R. Seeliger u. R. Hirschert. Ann. d. Phys., 11, 817, 1931.
13. E. Lübecke. Zs. f. techn. Phys., № 10, 598, 1929.
14. Д. Канасков. Ж. Э. и Т. Ф. с. 834, № 9, 1935.
15. I. Langmuir a. C. Faund. Phys. Rev. 39, 751, 1932.
16. Р. Масон и Э. Рейхрудель, Ж. Т. Ф. 3, 983, 1933.
17. C. Kenty. Phys. Rev. 43, 181, 1933.
18. M. Oliphant. Proc. Roy. Soc. (A) 124, 227, 1929.
19. I. Langmuir and H. Mott-Smith. Gen. Electr. Rev., 27, 545, 1924.

20. R. Chandri. Proc. Cambr. Phil. Soc. 28, 3, 1932.
21. F. Pennig. Proc. Acad. Amsterd., 33, 841, 1930.
22. L. Langmuir and H. Mott-Smith. Phys. Rev. 28, 727, 1926; Rev. o mod Phys. 1931.
23. H. Farnsworth. Phys. Rev. 31, 405, 1928.
24. L. Haworth. Phys. Rev. 48, 88, 1935.
25. H. Bruining. Physica v. 5, № 10, 913, 1938.
26. I. Kömmick. Ann. d. Phys. 13, 273, 1932.
27. К. Дарроу. Электрические явления в газах, стр. 255, ОНТИ, 1937
28. E. Lamar. Phys. Rev. 43, 169, 1933.
29. C. Van Voorhis and K. Compton. Phys. Rev. 37, 1593, 1931
30. I. Langmuir and L. Tonks. Phys. Rev. 34, 876, 1929.
31. O. Groos. Zs. f. Physik 88, 741, 1934.
32. В. Грановский, Технический отчет ВЭИ, 1935.
33. E. Lübcke. Phys. Zs. 63, № 22, 1932.
34. U. Stille. Ann. d. Phys. 17, 635, 1933.
35. I. Langmuir. Phys. Rev. 26, 585, 1925.
36. A. van Gorsum. Physica 8, 535, 1935.
37. М. Родин. Ж. Т. Ф. VI, 1502, 1936.
38. K. Compton, L. Turner and W. Mc Curdy. Phys. Rev. 24, 597, 1924.
39. A. Engel. Phys. Zs. 37, 830, 1936; Zs. f. techn. Phys. 17, 404, 1936.
40. A. Engel und M. Steenbek. Wiss. Veröff. Siemens-Werken. 15, 42, 1936.
41. B. Klarfeld. Technical Physics of the USSR. V. 5, № 8, 647, 1938.
42. R. Seeliger u. H. Straehler. Phys. Zs., 28, 894, 1927; см. также (13).
43. И. Полетаев, Ж. Т. Ф., 9, вып. 5, 455, 1939.
44. A. Rüttenauer. Zs. f. Phys. 10, 269, 1923.
45. C. Kenty. Journ. Appl. Phys. 9, 765, 1938.
46. I. Langmuir. Journ. Frankl. Inst. 196, 751, 1923.
47. M. Druyvesteyn. Physica 2, 255, 1935.
48. L. Tonks. Trans. Electrochem. Soc. 72, 167, 1937.
49. Б. Клярфельд и И. Полетаев, ДАН, 23, № 5, 459, 1939 (нов. сер.).
50. Б. Клярфельд и И. Полетаев, ДАН, 23, № 5, 464, 1939 (нов. сер.).
51. М. Друйвестейн. Zs. f. Phys. 81, 571, 1933.
52. С. Гвоздовер и Л. Голик. Ж. Э. и Т. Ф. 8, 1151, 1938.
53. Б. Клярфельд. Известия ОМЭН № 4, 496, 1938.
54. M. Druyvesteyn and N. Warmoltz. Phil. Mag. 17, 1, 1934.
55. F. Fonda and A. Young. J. O. S. A. 2, 31, 1934.
56. F. Mohler and C. Baescker. B. S. Journ. Res. 10, 357, 1933.
57. С. Гвоздовер. Ж. Э. и Т. Ф. т. 7, 867, 1937.
58. В. Фабрикант, Ф. Бутаева и И. Цирг. ДАН, 16, № 7, 423, 1937. Ж. Э. и Т. Ф. 7, 783, 1937.
59. E. Ebbinghaus. Ann. d. Phys. 7, 267.
60. B. Klarfeld. Technical Physics of the USSR 5, 913, 1938.
61. W. Schottky. Phys. Zs. 25, 635, 1924.
62. А. Энгель и М. Штеенбек. Физика и техника электрического разряда в газах, ч. II. Москва, ОНТИ, 1936, стр. 103.
63. W. Elenbas. Zs. f. Phys. 78, 603, 1932.
64. A. Lompe und R. Seeliger. Ann. d. Phys. 15, 300, 1932.
65. F. Mohler. B. S. Journ. Res. IX, 25, 1932.
66. Б. Клярфельд, Ж. Т. Ф. 8, № 5, 410, 1938.
67. R. Kollath. Phys. Zs., 31, 1002, 1930.
68. C. Normand. Phys. Rev. 35, 1217, 1930.
69. C. Ramsauer and R. Kollath. Ann. d. Physik, 12, 529, 837, 1932.
70. E. Bullard and H. Massey. Proc. Roy. Soc. A., 1933, 637, 1931.
71. F. Arnot and J. Milligan. Nature 1935, 999, 1935; Proc. Roy. Soc. A, 153, 359, 1936.
72. F. Arnot and M. M'ewen. Proc. Roy. Soc. A. 165, 133, 1938.
73. F. Arnot and M. M'ewen. Proc. Roy. Soc. A, 166, 543, 1938.
73. Н. Капцов. Физические явления в вакууме и разреженных газах, ОНТИ, 1937.
74. R. Seeliger. Phys. Zs., 33, 273, № 7, 1932.

75. C. Found. Phys. Rev. 37, 100, 1931.
76. Б. Клярфельд, ДАН. 24, № 3, 1933.
77. A. Hugen and C. Van Atta. Phys. Rev. 36, 214, 1930.
78. H. Smith and D. Mueller. Phys. Rev. 43, 121, 1933.
79. P. Smith. Phys. Rev. 36, 1293, 1930; 37, 808, 1931.
80. W. Nottingham. Phys. Rev. 55, 203, 1939.
81. J. Morris. Phys. Rev. 32, 447, 1928; W. Nielsen. Phys. Rev. 37, 1931.
82. K. Compton and C. Van Voorhis. Phys. Rev. 27, 724, 1926.
83. В. Фабрикант, Ф. Бутаев и А. Цирг, Ж. Э. и Т. Ф. 8, 35, 1938.
84. В. Фабрикант, ДАН, 24, 1939 г.
85. F. Mohler. B. S. Journ.-Res. 21, 697, 1938; 21, 873, 1938.
86. S. Sonkin. Phys. Rev. 43, 788, 1933.
87. В. Клярфельд, Ж. Т. Ф. 7, 1017, 1937.
88. R. Brode. Proc. Roy. Soc. A, 125, 134, 1929.
89. Б. Клярфельд, Известия ОМОН, 463, 1936.
90. W. Purr. Zs. f. Phys. 67, 297.
91. K. Sommermeier. Ann. d. Phys. 13, 315, 1932; 28, 240, 1937.
92. F. Arnot and G. Baines. Proc. Roy. Soc. A, 151, 256, 1936.
93. В. Грановский. Известия ОМОН. Сер. физ. № 4, 419, 1938.
94. T. Couffette. Phys. Rev. 32, 636, 1928.
95. H. Krefft u. M. Pirani. Zs. f. techn. Phys. № 10, 393, 1933.
96. В. Фабрикант. Известия ОМОН 305, 1938.
97. F. Rössler und F. Schönherr. Phys. Zs. 39, 902, 1938.
98. B. Klarfeld and I. Tarascov. Technical Physics of the USSR, v. 1, 1934.
99. W. Elenbaas. Zs. f. Phys. 72, 715, 1931.
100. H. Krefft und E. Seltz. Phys. Zs. 35, 980, 1934.
101. H. Krefft und E. Summerer. Das Licht 1, 1, 1934.
102. В. Фабрикант. Известия ОМОН, 441, 1936.
103. B. Klarfeld and E. Plokhotsky. Technical Physics of the USSR, 2, № 4, 1935.
104. W. Elenbaas und W. de Groot. Physica № 8, 807, 1935.
105. W. Elenbaas. Physica. 8, 859, 1936.
106. M. Pirani. ETZ 25, 1930.
107. M. Pirani und E. Lax. Techn. Wissensch. Abh. d. Osram-Konz., Bd. 3, S. 6, 1934.
108. H. Dorgelo. Physica 5, 90, 1925.
109. Б. Клярфельд и И. Тарасков Ж. Т. Ф. 7, 836, 1937.
110. H. Krefft, M. Reger und R. Rompe. Zs. f. techn. Phys. 242, 1933.
111. M. Pirani. Techn.-Wiss. Anhandl. a. d. Osram-Concern 3, 14.
112. V. Güler und M. Pirani. Licht und Lampe 4, 67, 1931.
113. M. Fritz-Schmidt, G. Gelhoff u. M. Tomas. Zs. f. techn. Phys. 11, 290, 1930.
114. O. Duffendack and L. Headrick. Phys. Rev. 37, 736, 1931.

МЕХАНИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая статья представляет собой сжатую сводку результатов, полученных в ряде работ по изучению оптических свойств разряда.

При этом мы не будем останавливаться на подробностях экспериментальной методики и сосредоточим все внимание на существе полученных результатов и на их взаимной связи.

Экспериментальная методика подробно описана в уже опубликованных нами работах. На эти работы при дальнейшем изложении будут делаться ссылки.

Изучение оптических свойств газового разряда представляет значительный интерес по четырем основным причинам:

1) газовый разряд является одним из наиболее экономичных и мощных источников излучения во всех областях спектра;

2) оптические процессы играют существенную роль в механизме и балансе энергии газового разряда;

3) по оптическим свойствам газового разряда можно судить об его электрокинетических характеристиках;

4) в ряде случаев изучение оптических свойств разряда позволяет определить элементарные атомные константы.

Первые две причины придают самостоятельный интерес оптическим характеристикам разряда, последние две причины делают изучение оптических свойств разряда важным методом для исследования механизма разряда и даже строения атома.

Мы до сих пор ограничивались исследованием лишь положительного столба разряда (в чистых парах и газах), оптические свойства которого нашли наиболее широкое практическое применение.

В дальнейшем предполагается детальное исследование катодных и анодных частей разряда. Здесь особый интерес представит применение оптических методов к исследованию механизма разряда.

Положительный столб является наиболее простым объектом для оптических исследований, но и для него еще далеко не все вопросы, связанные с механизмом излучения, выяснены с должной полнотой.

Естественно, что для наиболее простых видов разряда удается получить уже вполне однозначные количественные результаты, тогда как для сложных видов разряда приходится пока ограничиваться качественным выяснением роли отдельных факторов.

Условия, в которых происходит разряд, определяют механизм излучения разряда. Кроме того, механизм излучения различных спектральных линий при одних и тех же условиях разряда может быть различен.

При малых плотностях тока и низких давлениях возбуждение излучения происходит за счет ударов первого рода между электронами и нормальными атомами. Вторичные процессы при этом не влияют на интенсивность излучения.

С ростом тока и давления растет концентрация возбужденных атомов и начинают играть роль вторичные процессы: удары второго рода, ступенчатое возбуждение и др. Поэтому при известных величинах тока и давлениях необходимо уже учитывать эти процессы.

Наконец, при больших плотностях тока и давлениях наступает равновесие между различными видами электронных соударений с атомами. Если при этом не наступает одновременно равновесие между оптическими процессами, то разряд становится «больцмановским излучателем». Если же одновременно наступает равновесие и между оптическими процессами, то разряд приобретает свойства черного излучателя.

В последних случаях речь идет, конечно, о приближенном равновесии и для отдельных уровней возбуждения.

Мы рассмотрим последовательно все указанные типы излучения разряда, так как все они представляют интерес и с практической и с теоретической точек зрения

II. ВОЗБУЖДЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИ УДАРАХ ПЕРВОГО РОДА МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И НОРМАЛЬНЫМИ АТОМАМИ

а) Соотношение для интенсивности излучения. При малых плотностях тока и низких давлениях, когда не играют заметной роли вторичные процессы, энергия, сообщаемая электронами атомам при ударах первого рода, должна целиком превращаться в излучение¹.

Так как в разряде можно пренебречь каскадными переходами с высоких уровней, то для линий с самыми низкими потенциалами возбуждения отсюда следует равенство между числом актов возбуждения и числом актов испускания.

Для удобства мы будем рассматривать единицу длины столба разряда.

Тогда мы можем сказать, что интенсивность спектральной линии I_λ определится следующим простым соотношением:

$$I_\lambda = a n h_\lambda, \quad (1)$$

¹ Конечно, если происходит возбуждение не метастабильных атомов.

где I_0 — энергия, приходящаяся на данную линию, отнесенная на единицу длины столба разряда; αn — число актов возбуждения соответствующего уровня, также приходящихся на единицу длины столба разряда; n — концентрация нормальных атомов.

Соотношение (1) строго выполняется только при длине столба разряда, значительно превышающей диаметр столба, и для частей столба, достаточно удаленных от концов. В противном случае надо учитывать поток излучения, выходящий в направлении оси разряда.

В указанных условиях, если с уровня начинается только одна спектральная линия, ее интенсивность не будет зависеть ни от вероятности испускания, ни от величины реабсорбции.

Последние две величины влияют на интенсивность такой линии только при наличии вторичных тушащих процессов. Если же с данного уровня начинается несколько линий, то также можно написать соотношение, аналогичное (1), но уже для суммарной интенсивности всех этих линий.

Изложенные простые соображения показывают, что из измерений интенсивностей спектральных линий при таких условиях разряда нельзя определить ни абсолютные вероятности испускания, ни соотношение вероятностей испускания для линий, начинающихся с различных уровней.

На это обстоятельство не всегда обращали внимание. Чем выше уровень, с которого начинается линия, тем до более высоких плотностей тока и давлений сохраняет справедливость соотношение (1).

Нетрудно видеть, что величина α , входящая в соотношение (1), определяется следующим образом:

$$\alpha = a N_e \int_{V_a}^{\infty} Q_{12}(V) F(V) dV, \quad (2)$$

где a — константа; N_e — число электронов на единицу длины столба; V_a — потенциал возбуждения; V — энергия электрона; $Q_{12}(V)$ — эффективное сечение атома для ударов первого рода; $F(V)$ — функция распределения электронов по энергиям.

Соотношение (2) показывает, что в данных условиях интенсивность спектральной линии полностью определяется плотностью газа, концентрацией электронов, распределением электронов по скоростям и функцией возбуждения соответствующего уровня.

Плотность газа мы можем всегда считать известной. В случае максвелловского распределения электронов по скоростям это распределение полностью характеризуется электронной температурой.

За последнее время появились работы, показывающие, что в разряде при некоторых условиях должны наблюдаться отклонения от максвелловского распределения (1). Но в применении к интересующему нас типу разряда еще нет вполне однозначных данных, подтверждающих существование этих отступлений. По-

этому мы будем считать распределение электронов по энергиям максвелловским.

Функция возбуждения является элементарной атомной характеристикой.

Функции возбуждения $Q_{12}(V)$ известны в настоящее время для большого числа атомов и для различных уровней (2). Но к сожалению, большая часть данных носит относительный характер, и лишь в нескольких случаях имеются надежные значения эффективных диаметров для процессов возбуждения. При этом часто приходится проделывать довольно сложную обработку уже имеющихся данных, чтобы получить правильные значения.

Например, значение эффективного сечения атома ртути, определенное Брику (3) после введения поправок на реабсорбцию, сошлось с эффективным сечением, определенным Арнотом и Бейнзом (4) и скорректированным на монохроматичность электронного пучка (5). До обработки данные указанных авторов расходились между собой в несколько раз.

Недостатком всех этих данных с точки зрения их применения является то, что они приводятся обычно в виде эмпирических кривых.

С другой стороны, теория возбуждения атомов медленными электронами (играющими основную роль в разряде) разработана еще весьма слабо. Совершенно отсутствуют теоретически обоснованные аналитические выражения для функций возбуждения вблизи потенциала возбуждения.

Поэтому приходится прибегать к каким-либо аппроксимациям экспериментальных кривых для функций возбуждения. Без аппроксимаций пришлось бы для каждого частного случая квадратуру, входящую в α , вычислять по точкам и было бы затруднительно делать выводы общего характера.

При выборе аппроксимации весьма облегчающим положение обстоятельством является то, что функция возбуждения входит в сочетание с максвелловской функцией под интегралом. Тем самым значительно снижаются требования к точности аппроксимации.

Различные авторы пользуются различными аппроксимациями для функций возбуждения, причем часто считают вероятность возбуждения просто постоянной (6). Однако большинство аппроксимаций слишком грубо для количественных расчетов и не имеет достаточно универсального характера.

Мы в качестве аппроксимаций выбрали следующее выражение:

$$Q_{12}(V) = Q(V_m) \frac{V - V_a}{V_m - V_a} e^{1 - \frac{V - V_a}{V_m - V_a}} \approx$$

$$\approx 2,72 Q(V_m) \frac{V - V_a}{V_m - V_a} e^{-\frac{V - V_a}{V_m - V_a}}, \quad (3)$$

где V — энергия электрона; V_a — энергия возбуждения; V_m — энергия электронов в максимуме функции возбуждения.

Выражение (3) аналогично уже применявшейся аппроксимации для функции ионизации (7). Формула (3) достаточно точна, что было нами проверено для ряда случаев. Надо помнить, что для самой начальной части функции возбуждения экспериментальные данные дают заметный разброс (8) и что поэтому не имеет смысла добиваться слишком большой точности в аппроксимации.

Преимуществом формулы (3) является ее универсальность. Например, формула (3) годна для функций возбуждения и синглетных и триплетных уровней, несмотря на их резкое различие; объясняется это тем, что изменение параметра $V_m - V_a$ вызывает соответствующую деформацию кривой¹.

Подставив в (2) вместо $F(V)$ максвелловскую функцию, вместо $Q_{12}(V)$ правую часть (3) и выполнив квадратуру, получим для αn следующее выражение (9):

$$\alpha n = 1,8 \cdot 10^8 n N_a Q_{12}(V_m) \sqrt{T_e} f_1(T_e, V_a, V_m), \quad (4)$$

где n — концентрация нормальных атомов; N_a — число электронов, приходящихся на единицу длины столба разряда; $Q_{12}(V_m)$ — эффективное сечение нормальных атомов для ударов первого рода в максимуме функции возбуждения; T_e — две трети электронной температуры; f_1 — фактор, учитывающий распределение электронов по скоростям и форму функции возбуждения;

$$f_1(T_e, V_a, V_m) = \frac{b-1}{b^3} \left[2 + b \frac{V_a}{T_e} \right] - \frac{V_a}{T_e}, \quad (5)$$

где V_a — потенциал возбуждения,

$$b = 1 + \frac{T_e}{V_m - V_a}.$$

Пользуясь (1), (4) и (5), можно решить две основные взаимно противоположные задачи: 1) известны n , N_a , T_e и функция возбуждения, требуется определить интенсивность спектральной линии; 2) известна интенсивность спектральных линий, требуется определить N_a и T_e .

При решении второй задачи наиболее надежные значения получаются для отношений электронных концентраций и температур, а не для их абсолютных величин. Поэтому особенно плодотворным является сочетание оптических и обычных зондовых методов (см. ниже).

¹ В качестве побочного результата (представляющего самостоятельный интерес), полученного при помощи указанной аппроксимации, следует указать на подсчет вероятностей ударов второго рода между возбужденными атомами и свободными электронами (10). Этот подсчет в частности показал, что данные, приводимые в известной работе Латышева и Лейпункского (11), неверны даже по порядку величины.

Кроме указанных выше двух задач при помощи соотношений (1), (4) и (5) можно определить в ряде случаев элементарные атомные константы $Q_{12}(V_m)$. Определение последних констант представляет особый интерес для возбужденных атомов.

Решение первой задачи позволяет связать электрические и оптические свойства разряда между собой и является первым и необходимым шагом при построении количественной теории излучения разряда.

Ниже мы приведем ряд наиболее важных случаев применения формулы (4) для решения перечисленных выше задач.

б) Излучение натровой лампы. Для применения полученных соотношений наиболее простым и вместе с тем интересным объектом является натровый разряд. Натровый разряд, как известно, широко применяется для экономичного получения света. Объясняется это тем, что в таком разряде происходит почти полная трансформация электрической энергии в энергию излучения желтых D линий натрия.

Пользуясь (1), (4) и (5), мы можем на основании результатов зондовых измерений и элементарных атомных характеристик рассчитать абсолютную интенсивность D линий при различных условиях разряда.

Тем самым мы можем рассчитать такие практические характеристики натровой лампы, как яркость, силу света и светоотдачу (в положительном столбе).

В практически интересных условиях разряда плотность тока лежит в пределах от 0,02 до 0,1 А/см², давления от 10^{-3} до 10^{-2} мм Hg. В обстоятельной работе Дрювестейна и Вармольтца (12) приведены результаты зондовых и оптических измерений в положительном столбе натрового разряда. При их измерениях условия разряда изменялись в весьма широком диапазоне. Кроме изменения величины тока в пять раз и изменения давления паров натрия в три раза, в трубку добавлялись в больших количествах инертные газы: гелий, неон и аргон. Добавление инертных газов вызывало сильные изменения концентрации электронов (на два порядка) и электронной температуры. Поскольку инертные газы обладают весьма слабым тушащим действием, их роль должна была сводиться только к изменению указанных величин.

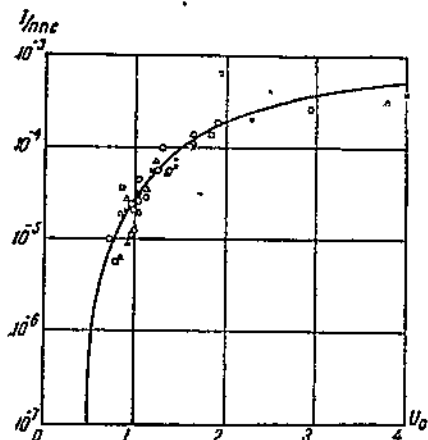
Пользуясь соотношениями (1), (4) и (5) и результатами зондовых измерений Дрювестейна и Вармольтца, можно рассчитать абсолютную интенсивность излучения натрового разряда.

При этом абсолютное значение эффективного сечения и форма функций возбуждения для атома натрия были взяты из работы Кристофа (13) и Гафта (14) $Q_{12}(V_m) = 110 \text{ см}^2/\text{см}^2$; $V_m - V_a = 5$, ибо данные этих авторов наиболее надежны.

На фиг. 1 сплошная кривая изображает результаты расчета. Для удобства сравнения по оси ординат отложена не сама интенсивность, а интенсивность, разделенная на $n N_2$. Из соотношения (4) следует, что эта величина является функцией только

электронной температуры (V_0). На той же фигуре треугольниками нанесены значения, вычисленные из экспериментальных данных для интенсивности при давлении натровых паров, равном $2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg, кружками — то же для давления $4 \cdot 10^{-3}$ mm Hg, крестиками — для $6 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. Давление инертного газа ничем не отмечено. Одной и той же электронной температуре соответствуют самые различные условия разряда в смысле количества инертного газа, плотности паров натрия и величины тока.

Из фиг. 1 мы видим, что почти все экспериментальные точки лежат близко от теоретической кривой, причем наилучшее совпадение наблюдается в области от одного до двух вольт. Это как раз область наиболее надежных зондовых измерений. Интересно отметить, что в тех случаях, когда сам Дрювестейн и Вармольтц выражают сомнение в полученных ими значениях электронных температур, расчет дает резко выпадающие точки (например, точка, соответствующая примерно двум вольтам и резко поднимающаяся над кривой, рассчитана на основании данных, отмеченных вопросительным знаком).



Фиг. 1. Зависимость интенсивности натриевой лампы от электронной температуры.

Таким образом расчет абсолютной величины интенсивности излучения натрового разряда, основанный на элементарных атомных характеристиках, приводит к результатам, хорошо согласующимся с экспериментальными данными.

Следует подчеркнуть, что тем самым приведенные выше соотношения выдержали весьма серьезное испытание, ибо расчет абсолютных величин всегда гораздо более труден, чем расчет относительных величин.

Принципиальное значение полученного результата состоит в том, что доказана возможность количественного расчета интенсивности излучения газового разряда, основанного на элементарных атомных константах и данных зондовых измерений.

Как мы уже указывали выше, этот результат является необходимым этапом в создании количественной теории излучения разряда.

с) Неупругие потери в ртутном разряде низкого давления. Другим интересным примером является ртутный разряд низкого давления, используемый в ртутных выпрямителях и других приборах газового разряда.

В таком разряде также происходит при известных условиях почти полное превращение электрической энергии в энергию излучения двух резонансных линий 1850 Å и 2537 Å. Эти линии

обладают резко различными функциями возбуждения. Линия 1850 ($6^1S^0 - 6^1P_1$) является типичной синглетной линией, обладающей весьма пологой функцией возбуждения ($V_m - V_a \approx 10$), линия 2537 Å ($6^1S_0 - 6^3P_1$) — интеркомбинационная и обладает типичной для триплетных уровней резкой функцией возбуждения ($V_m - V_a \approx 1,5$).

Кроме того, некоторую роль играет и различие в потенциалах возбуждения: для 1850 — $V_a = 6,7$ В, для 2537 — $V_a = 4,9$ В.

Пользуясь результатами зондовых измерений Клярфельда и исправленными данными об эффективных сечениях атома ртути для возбуждения уровней 6^1P_1 и 6^3P_1 (5), мы рассчитали интенсивности линий 1850 и 2637 при давлениях паров от $2,2 \cdot 10^{-4}$ до $1,3 \cdot 10^{-1}$ мм Hg. Величина тока при этом равна 3 А, диаметр трубки 32 мм. На фиг. 2 изображены результаты расчета, причем пунктиром дан ход кривых в области больших давлений, полученный без учета ударов второго рода. На роли ударов второго рода мы остановимся в следующем разделе.

Из результатов расчета, изображенных на фиг. 2, следует два весьма важных и с практической и с теоретической точек зрения выводы.

Первое — это то, что в излучении ртутного разряда низкого давления должна играть большую роль линия 1850 Å. До сих пор на это обстоятельство не обращали внимания, что приводило иногда к ошибочным выводам. Например, Молер считал, что при низких давлениях вся энергия ртутного разряда расходуется на возбуждение уровней $6^3P_{0,1,2}$ (16).

Второе — это то, что с ростом давления за счет изменения условий возбуждения интенсивность линии 1850 Å по отношению к интенсивности линии 2537 Å резко падает. При самом низком давлении практически все излучение должно быть сосредоточено в линии 1850 Å, при самом высоком соотношение изменяется на обратное — интенсивность линии 2537 Å в несколько раз превышает интенсивность линии 1850 Å.

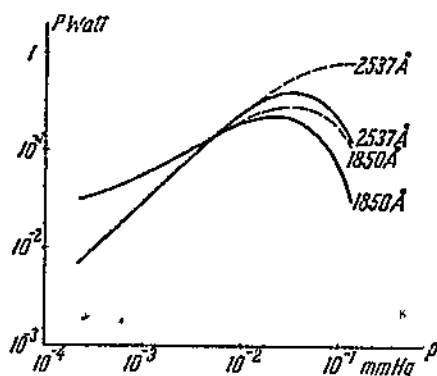
Важно подчеркнуть, что причиной изменения соотношения интенсивности этих линий является не быстро растущее самообращение линии 1850 Å, как это до сих пор считали, а различие в их функциях возбуждения. При самом низком давлении сильнее всего сказывается различие в форме функций возбуждения (в пользу линии 1850 Å), при высоком давлении, наоборот, основным является различие в потенциалах возбуждения (в пользу линии 2537 Å). Наличие в разряде больших плотностей излучения линии 1850 Å может сказываться серьезным образом на механизме разряда, вызывая дополнительную ионизацию и другие эффекты. Экспериментальная проверка результатов, полученных для ртутного разряда, начата в нашей лаборатории.

Полученные выводы можно обобщить и на другие случаи соотношения интенсивностей синглетных и триплетных линий.

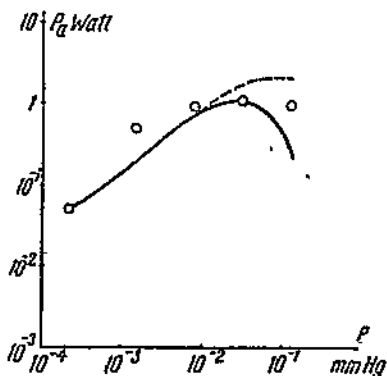
Например, все сказанное оправдывается для синглетных и триплетных линий гелия и неона.

Пользуясь соотношением (4), можно также подсчитать полную величину неупругих потерь в ртутном разряде низкого давления. Для этого надо только добавить энергию, расходуемую на возбуждение метастабильных уровней 6^3P_0 и 6^3P_2 .

В отсутствии тушения расчет энергии, расходуемой на возбуждение метастабильных атомов, ничем не отличается от расчета интенсивности излучения. В таких условиях метастабильные атомы теряют свою энергию на стенках разрядной трубки.



Фиг. 2. Влияние давления на интенсивность резонансных линий ртути.



Фиг. 3. Неупругие потери в ртутном разряде.

На фиг. 3 сплошная кривая изображает неупругие потери, рассчитанные таким способом (пунктиром показан ход потерь без учета ударов второго рода, см. ниже). Кружками нанесены экспериментальные значения, определенные из данных Клярфельда (15) как разность между полной мощностью (на единицу столба) и мощностью, отдаваемой ионами стенкам. Мы видим, что согласие между расчетом и экспериментальными данными вполне удовлетворительное, несмотря на то, что в данном случае неупругие потери уже состоят из четырех компонент. Вряд ли имеет смысл добиваться слишком строгого совпадения ввиду недостаточной точности исходных данных.

Приведенный пример показывает, что формула (4) дает возможность правильно рассчитывать абсолютную величину неупругих потерь для разряда низкого давления.

д) Некоторые выводы общего характера, вытекающие из соотношения (4). Прежде чем переходить к разбору примеров, связанных с решением второй задачи, сформулированной в начале настоящего раздела, следует остановиться на некоторых выводах общего характера, вытекающих из формулы (4).

1. При постоянной величине тока с ростом давления растет N_e и падает T_e . Поэтому интенсивность каждой спектральной линии должна иметь максимум при некотором давлении. Чем выше по-

тенциал возбуждения, тем при более низком давлении должен наблюдаться этот максимум интенсивности.

2. При постоянном давлении с ростом величины тока также растет N_e и падает T_e . Но в данном случае спад электронной температуры весьма слаб, поэтому величина an должна иметь максимум в зависимости от величины тока только при очень высоких значениях потенциала возбуждения.

3. При $\frac{V_a}{T_e} \gg 1$ отношение интенсивностей двух линий, обладающих одинаковой формой функций возбуждения, пропорционально $e^{-\frac{V_{a2}-V_{a1}}{T_e}}$. Такая простая зависимость этого отношения от электронной температуры весьма удобна для целей оптического исследования электронных характеристик разряда.

4. Различие в форме функций возбуждения может вызвать различие в ходе интенсивностей спектральных линий с электронной температурой только при достаточно высоких электронных температурах (когда нельзя пренебрегать $\frac{T_e}{V_m - V_a}$ по сравнению с единицей).

5. Если две линии обладают близкими потенциалами возбуждения и одинаковой формой функций возбуждения, то:

$$\frac{I_{21}}{I_{22}} = \frac{Q_{12}(V_{m1})}{Q_{12}(V_{m2})}. \quad (6)$$

С другой стороны, известно, что при возбуждении медленными электронами вероятности возбуждения примерно пропорциональны статическим весам возбуждаемых уровней (17), т. е.:

$$\frac{Q_{12}(V_{m1})}{Q_{12}(V_{m2})} = \frac{g_1}{g_2}, \quad (7)$$

где g_1 и g_2 — статические веса соответствующих уровней.

Из (6) и (7) следует, что:

$$\frac{I_{21}}{I_{22}} = \frac{g_1}{g_2}. \quad (8)$$

Соотношение (7) совершенно идентично с соотношением, вытекающим из правила сумм для вероятностей испускания, но необходимо помнить, что по существу (8) никак не связано с вероятностями испускания.

В разряде при малых плотностях тока и низких давлениях вероятности испускания определяют только соотношения интенсивности линий с общим верхним уровнем (17).

Соотношение (8) может быть применено также и к концентрациям возбужденных атомов, если они обладают одинаковой продолжительностью жизни. Тогда соотношение (8) эквива-

лентно формуле Больцмана для близких уровней, но так же как и в случае интенсивностей, следует помнить, что совпадение чисто внешнее. Поэтому, если концентрации на близких уровнях относятся, как статистические веса, то это еще не всегда соответствует наступлению термодинамического равновесия. Игнорирование этого обстоятельства влечет за собой ошибочные выводы (18).

е) Влияние продольного магнитного поля на газовый разряд. Переходим теперь ко второй задаче, разрешаемой при помощи формулы (2), — исследованию механизма разряда оптическим методом.

В качестве объекта мы выбрали ртутный разряд в продольном магнитном поле.

Выбор объекта обусловливался тем, что в магнитном поле уже неприменим обычный метод зондов Лэнгмюра и Мотт-Смиса. Рейхрудель и Спивак (19) показали, что в магнитном поле зондовые характеристики искажаются и для их обработки приходится пользоваться новыми довольно сложными соотношениями. Оптический метод обладает тем преимуществом по сравнению с методом электрических зондов, что применимость самой методики не зависит от присутствия магнитного поля. Недостатком оптического метода является то, что он позволяет исследовать поведение только сравнительно быстрых электронов (с энергиями, превышающими потенциал возбуждения). Поэтому особенно плодотворным будет сопоставление результатов оптических и зондовых измерений.

Объектом измерений была ртутная разрядная трубка специальной конструкции, уже применявшаяся в ряде работ нашей лаборатории (20).

Эта трубка имеет жидкий катод, и давление паров поддерживается в ней при помощи водяной ванны. Конструкция трубки устраняет быстрые электроны, летящие из катодной части разряда.

Магнитное поле создавалось при помощи двух соленоидов, одетых на прямую часть трубки. Размеры соленоидов следующие: радиус внутреннего отверстия 36 мм; наружный радиус 62 мм; длина 62 мм. Расстояние между соленоидами 22 мм. Наблюдения производились в промежутке между соленоидами, где при таких условиях создавалось достаточно однородное магнитное поле.

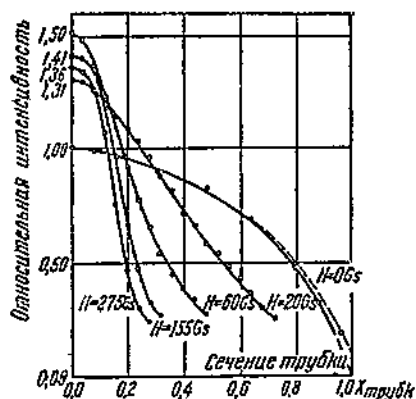
Все измерения произведены при температуре водной ванны, равной 18° С, и величине тока в 0,5 А. Такие условия были выбраны с целью свести к минимуму роль вторичных процессов. Измерялось распределение яркости по сечению разряда в свете отдельных спектральных линий — 5461 Å ($6^3P_2 - 7^3S_1$).

$$\begin{array}{ll} 4358 \text{ Å} (6^3P_1 - 7^3S_1) & 5791 \text{ Å} (6^1P_1 - 6^1D_2), \\ 3906 \text{ Å} (6^1P_1 - 8^1D_2) & 3704 \text{ Å} (6^1P_1 - 9^1D_2), \\ 4916 \text{ Å} (6^1P_1 - 8^1S_0) & 4108 \text{ Å} (6^1P_1 - 9^1S_0). \end{array}$$

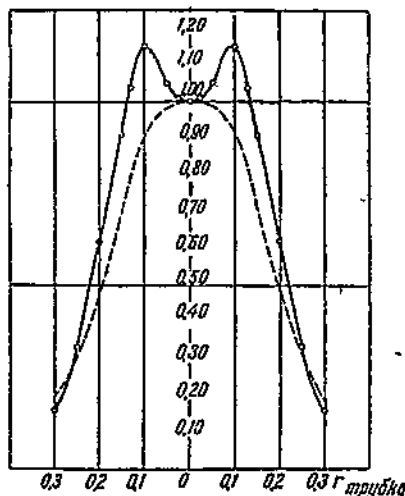
Измерения яркости производились фотографическим методом, причем на щель спектрографа давалось уменьшенное горизонтальное изображение лампы.

Сплошные кривые на фиг. 4 и 6 и пунктирная кривая на фиг. 5 изображают результаты измерений.

Кривые фиг. 4 дают наглядное представление о стягивании разряда в свете зеленой линии $5461 \text{ \AA}$ при увеличении магнитного поля. По оси абсцисс отложены смещения в долях радиуса трубки, по оси ординат — яркости.



Фиг. 4. Стягивание шнура разряда в продольном магнитном поле (линия $5461 \text{ \AA}$).



Фиг. 5. Распределение концентрации электронов по сечению разряда (в магнитном поле).

Кривые фиг. 6 изображают влияние магнитного поля на максимальную яркость (в центре трубки) для линий 5791 , 3906 и $3704 \text{ \AA}$.

Приведенные выше результаты оптических измерений позволяют сделать количественные выводы о влиянии магнитного поля на распределение электронов по сечению разрядной трубки и на среднюю энергию электронов.

При этом еще раз следует указать, что речь идет только об электронах с энергиями, превышающими нижний потенциал возбуждения.

Совпадение кривых распределения для линий 5791 , 3906 и $3704 \text{ \AA}$ с различными потенциалами возбуждения свидетельствует о постоянстве энергии электронов в пределах шнура разряда.

Поэтому распределение объемной плотности излучения, испускаемого разрядом, должно совпадать с распределением объемной плотности электронов.

Пунктирная кривая на фиг. 5, конечно, непосредственно не представляет распределение объемной плотности излучения, но путем соответствующей обработки такое распределение может быть вычислено из этой кривой. Дело заключается в том, что

при фотографировании шнура яркость в каждой точке представляет результат действия целого слоя.

Переход от этих интегральных яркостей к объемным плотностям излучения сводится к решению интегрального уравнения абелевского типа (21).

Сплошная кривая на фиг. 5 изображает результат такого пересчета. Согласно сказанному выше эта кривая совпадает с распределением плотности электронов по сечению разрядной трубки. Таким образом наблюдается максимум плотности электронов на некотором расстоянии от оси.

Согласно личному сообщению Г. В. Спивака аналогичный эффект был обнаружен несколько ранее им совместно с Э. М. Рейхруделем при помощи электрического зонда.

Качественное объяснение такого распределения электронов нетрудно получить, применяя теорию полярных сияний Штермера (22). Электроны собираются между двумя запретными зонами.

Поскольку установлено постоянство средней энергии электронов по сечению разряда из кривых фиг. 6, нетрудно получить ход средней энергии электронов в зависимости от напряженности магнитного поля.

Кривые фиг. 6 показывают, что с ростом магнитного поля интенсивности линий, обладающих высокими потенциалами возбуждения, спадают. При этом чем выше потенциал возбуждения, тем круче спад ($5791 \text{ \AA} — 8,8 \text{ V}$; $3906 \text{ \AA} — 9,7 \text{ V}$; $3704 \text{ \AA} — 10 \text{ V}$).

Поскольку в исследованных условиях разряда вторичные эффекты не могли играть заметной роли, кривые фиг. 6 дают непосредственно изменение числа возбуждающих соударений ap с ростом магнитного поля. При этом можно считать, что возбуждение происходит преимущественно из нормального состояния.

Число возбуждающих соударений связано с концентрацией и энергией электронов формулой (4).

Ход кривых на фиг. 6 может быть объяснен только тем, что с ростом магнитного поля растет концентрация электронов и падает их средняя энергия.

Беря отношение ординат двух кривых, мы получим величины, уже зависящие только от энергии электронов и формы функций возбуждения [(см. формулу (4)]. Линии 5791 , 3906 и $3704 \text{ \AA}$ обладают типичными сингулетными функциями возбуждения (23) ($V_m - V_0 \gg 1$) и высокими потенциалами возбуждения.

В исследованных нами условиях разряда это весьма упрощает количественный расчет хода энергии электронов из кривых фиг. 6

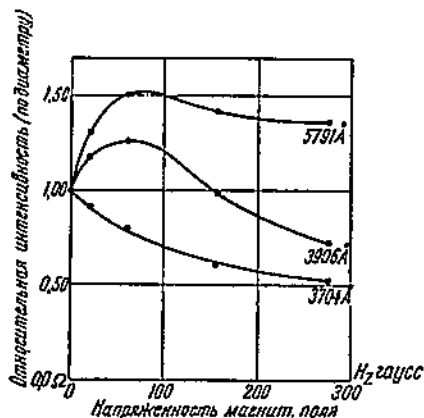
На фиг. 7 изображен относительный ход средней энергии ($\tau = \frac{T_0}{T_{e0}}$) электронов с ростом магнитного поля, полученный таким образом. Начальное значение энергии электронов, в отсут-

стии поля равное 3,5, взято нами из данных зондовых измерений Клярфельда (15), сделанных при тех же условиях.

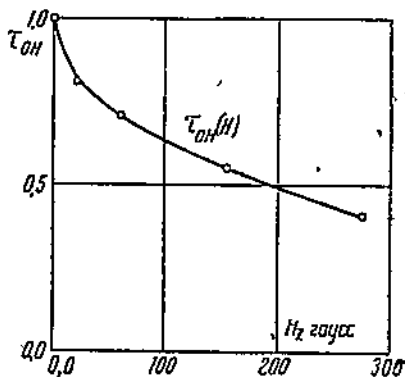
Мы видим, что энергия электронов монотонно уменьшается с ростом магнитного поля.

В связи с обнаруженным спадом энергии электронов мы хотели коротко остановиться на результатах работы Слуцкого (24). Соглашаясь с критикой методической стороны этой работы (19), следует еще указать, что по существу в этой работе было обнаружено не влияние магнитного поля на энергию электронов в плазме разряда, а просто уменьшение энергии электронов при диффузии в газе.

Роль магнитного поля в этих экспериментах сводилась к со-



Фиг. 6. Влияние продольного магнитного поля на интенсивность линий.



Фиг. 7.

зданию нитевидного источника электронов. В этом смысле эксперименты аналогичны опытам с накаливаемой нитью, служащей источником электронов.

Весьма интересным было бы применить оптический метод для обнаружения отступлений от максвелловского распределения электронов по энергиям. К сожалению, это представляет довольно значительные трудности ввиду интегрального характера соотношения (4). Такую попытку сделал Левелайн-Джонс (25) для гелиевого разряда. Однако при исследованных им условиях разряда вряд ли выполнялось предположение о малой роли вторичных процессов, лежащее по существу в основе его расчетов (в частности должно было сильно сказываться ступенчатое возбуждение, см. ниже). Поэтому полученные в работе результаты теряют в значительной степени свою убедительность при безусловно интересной общей постановке задачи.

Нам кажется, что приведенный в настоящем разделе материал свидетельствует о плодотворности соотношения (4). Однако, естественно, сразу же возникает вопрос о границах применимости этого соотношения. Было уже указано, что при выводе формулы (4) мы пренебрегли вторичными процессами. Таким обра-

зом, когда вторичные процессы играют заметную роль в механизме разряда, простые соотношения, использованные в настоящем разделе, уже нельзя применять. В следующем разделе будут разобраны как раз такие условия разряда.

III. ВЛИЯНИЕ ВТОРИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА РАЗРЯДА

Роль обоих основных вторичных процессов — ударов второго рода и ступенчатого возбуждения — возрастает параллельно с ростом концентрации возбужденных атомов в газовом разряде.

При ударах, второго рода возбужденные атомы переходят в более низкие энергетические состояния, отдавая свою энергию электронам, при ступенчатом возбуждении, наоборот, поднимаются на более высокие уровни энергии.

Поэтому прежде всего следует рассмотреть вопросы, связанные с продолжительностью жизни возбужденных атомов в газовом разряде. Нельзя не отметить, что эти вопросы представляют и самостоятельный интерес с точки зрения теории разряда, поскольку в ряде работ установлено, что возбужденные атомы заметно влияют на основные параметры разряда (26).

а) Теория возбуждения метастабильных атомов в положительном столбе разряда. В газовом разряде концентрация метастабильных атомов определяется рядом процессов: 1) возбуждение метастабильных атомов ударами первого рода между электронами и нормальными атомами; 2) диффузия метастабильных атомов к стенкам разрядной трубки; 3) разрушение и образование метастабильных атомов при ударах второго рода возбужденных атомов с электронами и атомами; 4) разрушение метастабильных атомов при кумулятивной ионизации и возбуждении; 5) разрушение метастабильных атомов при образовании молекулярных ионов и т. д.

В дальнейшем при развитии количественной теории мы вынуждены будем пренебречь некоторыми из перечисленных процессов, что, естественно, ограничит область применимости полученных соотношений. Прежде всего в ряде случаев мы можем пренебречь процессом 4, несмотря на то, что метастабильные атомы играют весьма большую роль в кумулятивных процессах. Для процессов возбуждения это нетрудно показать, пользуясь методом, примененным Росселандом в теории излучения туманностей (27).

Обозначим нормальное состояние индексом 0, первое возбужденное состояние — 1 и второе более высокое возбужденное состояние — 2. Тогда согласно Росселанду мы можем сразу написать:

$$y_1 = \frac{a_{01} + a_{02}a_{21}\tau_2}{a_{10} + a_{12}a_{20}\tau_2}, \quad (9)$$

где a_{ik} — вероятности переходов между уровнями, вызываемые различными процессами в разряде; τ_2 — продолжительность

жизни верхнего состояния; u_1 — отношение концентрации атомов на уровне — 1 и концентрации нормальных атомов.

Из (9) мы видим, что роль ступенчатого возбуждения и встречного процесса — каскадного возбуждения — определяется величиной τ_2 — продолжительностью жизни верхнего состояния. Таким образом наше допущение законно в таких условиях разряда, когда $a_{02}\tau_2$ и $a_{20}\tau_2$ достаточно малы. Следует указать, что последнее наблюдается в очень широком диапазоне токов и давлений. Во всяком случае этот процесс всегда будет значительно меньше влиять на концентрацию метастабилей, чем удары второго рода. То же относится и к кумулятивной ионизации. В соударениях второго рода могут участвовать электроны всех скоростей, тогда как кумулятивную ионизацию вызывают только электроны, энергия которых превышает потенциал кумулятивной ионизации.

С другой стороны, кумулятивные процессы вообще заметную роль начинают играть при сравнительно невысоких электронных температурах, когда доля быстрых электронов невелика. Например, в ртутном разряде при таких условиях, когда почти вся ионизация происходит кумулятивным путем, только десятилетняя доля электронов обладает энергиями, превышающими потенциал кумулятивной ионизации (5 V) (15). Если даже считать, что эффективное сечение метастабильных атомов для ионизации на два порядка превышает эффективное сечение для ударов второго рода, то и тогда влияние ударов второго рода будет несравненно большим, чем актов кумулятивной ионизации.

Далее мы сделаем пренебрежения при учете процессов, указанных в рубрике (3). Из этих процессов мы учтем только разрушение метастабильных атомов, вызванное ударами второго рода. Кроме того, при рассмотрении ударов второго рода мы ограничимся лишь процессами, сопровождающимися непосредственными переходами атомов в нормальное состояние.

При этом мы пока пренебрегаем всеми переходами между близкими уровнями, вызывающими как образование, так и разрушение метастабильных атомов. Существование таких процессов доказано многими работами и в дальнейшем необходимо будет учесть их роль. Следует только указать, что, откидывая одновременно два встречных процесса (разрушение и образование), мы делаем ошибки противоположных знаков, несколько компенсирующие друг друга. Последнее в особенности справедливо для электронных соударений. Наконец, мы в широком диапазоне условий разряда можем пренебречь процессом, указанным под рубрикой (5), поскольку в этом процессе участвуют два возбужденных атома [например, для ртути 6^3P_1 и 6^3P_0 (28)].

При сделанных допущениях в случае стационарного разряда, представляющего бесконечный цилиндр, концентрация метастабилей должна удовлетворять дифференциальному уравнению (29):

$$D_a \left(\frac{d^2 n_a}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn_a}{dr} \right) + \alpha_a n_a q_e = \beta_a n_a q_e + \gamma_a n_a, \quad (10)$$

где n , n_a — концентрация нормальных и возбужденных атомов; q_e — концентрация электронов на данном расстоянии от оси, отнесенная к концентрации на оси; D_a — коэффициент диффузии возбужденных атомов; α_a — вероятность ударов первого рода между электронами и атомами на оси; β_a — вероятность ударов второго рода между возбужденными атомами и электронами на оси; γ_a — вероятность ударов второго рода с атомами. Под вероятностями в данном случае по аналогии с оптическими вероятностями понимается число соударений, совершаемых в единицу времени атомом.

Первый член в левой части уравнения (10) соответствует процессу диффузии; второй член — возбуждению при ударах первого рода; первый член в правой части соответствует ударам второго рода между электронами и атомами; второй член — ударам второго рода между атомами.

Уравнение (10) получено как условие стационарности ($\frac{dn_a}{dt} = 0$), соответствующее равновесию между указанными процессами.

Мы будем искать решения уравнения (10) при следующих граничных условиях:

$$\left. \frac{dn_a}{dr} \right|_{r=0} = 0; \quad n_a \Big|_{r=a} = 0, \quad (11)$$

где a — радиус трубки.

В. де-Гроот подробно рассмотрел область применимости граничных условий данного типа в диффузионных задачах (30).

Как обычно, мы примем, что q_e представляет функцию Бесселя нулевого порядка (31).

Рассмотрим два предельных случая: 1) $\gamma_a \gg \beta_a$ и 2) $\beta_a \gg \gamma_a$.

Первый случай соответствует уничтожению метастабильных атомов различными примесями; второй случай — разрядам с большими плотностями тока, происходящим в чистых парах и газах.

В первом случае

$$n_a(r) = n_a(0) J_0\left(\mu_1 \frac{r}{a}\right), \quad (12)$$

$$n_a(0) = \frac{\alpha_a \cdot n}{\gamma_a + \frac{\mu_1^2 D_a}{a^2}},$$

т. е. возбужденные атомы распределены по сечению разряда по функции Бесселя нулевого порядка. Максимальная концентрация определяется, как обычно, произведением из числа возбуждающих соударений на продолжительность жизни.

Второй предельный случай значительно сложнее. Если в разряде максвелловское распределение электронов по скоростям, то существует определенная связь между α_a и β_a (32):

$$\alpha_a = \frac{g_a}{g} e^{-\frac{V_a}{T_e}} \beta_a, \quad (13)$$

где g и g_a — статические веса нормального и возбужденного состояний атома; остальные буквы имеют те же значения, что и в предыдущих формулах.

Пользуясь соотношением (13), можно придать следующий универсальный вид уравнению (10):

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(x \frac{dy_a}{dx} \right) + B_a q_0 = B_a q_0 y_a, \quad (14)$$

где y_a — „приведенная“ концентрация, равная отношению концентрации возбужденных атомов, существующей в данных условиях, к концентрации, устанавливающейся при распределении по Больцману, соответствующему той же электронной температуре; $x = \frac{r}{a}$; $B_a = \frac{g_a a^2}{D_a}$ — пропорционально отношению вероятности ударов второго рода к вероятности диффузии $\left(\frac{\mu_1^2 D_a}{a^2} \right)$ (33). Введение „приведенной“ концентрации имеет большие преимущества, так как эта величина весьма слабо зависит от электронной температуры.

На фиг. 8 изображены решения уравнения (10) при различных значениях параметра B_a , полученные графическим способом. При малых B_a (< 10) кривая распределения мало отличается от функций Бесселя нулевого порядка. С увеличением B_a растет роль ударов второго рода в разрушении возбужденных атомов, и кривая распределения благодаря насыщению становится все более выпуклой. При $B_a = 50$ уже наблюдается сильное отклонение от функции Бесселя (нанесенной пунктиром для сравнения). При $B_a \gg 100$ уже можно пользоваться асимптотическим решением уравнения (10), имеющим следующий вид:

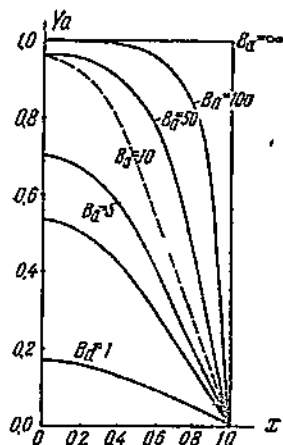
$$y_a = 1 - \frac{I_0(\sqrt{B_a} \cdot x)}{I_0(\sqrt{B_a})}, \quad (14)$$

где I_0 — функция Бесселя от чистого мнимого аргумента.

Из (14) следует, что при $B_a \rightarrow \infty$, $y_a \rightarrow 1$ по всему сечению разряда и кривая распределения в пределе переходит в горизонтальную прямую. Таким образом при $B_a \rightarrow \infty$ наступает температурное равновесие и концентрация возбужденных атомов определяется формулой Больцмана (8).

«Приведенная» концентрация в этом смысле аналогична испускательной способности в оптике. Важным принципиальным результатом является то, что удары второго рода косвенным образом влияют и на диффузионную продолжительность жизни возбужденных атомов.

Решение нестационарной диффузионной задачи показывает, что только в случае бесселевского распределения возбужденных



Фиг. 8. Распределение возбужденных атомов по сечению разряда.

атомов по сечению, диффузионная продолжительность жизни постоянна по сечению разряда и равна $\frac{a^2}{\mu_1^2 D_a}$ (33).

Благодаря ударам второго рода диффузионная продолжительность жизни изменяет свою величину и уже становится не постоянной по сечению разряда, поскольку распределение отклоняется от бесселевского.

Поэтому при большом тушении обычный расчет, исходящий из аддитивного действия обеих причин, разрушающих возбужденные атомы, должен приводить к неточным результатам.

В ряде вопросов достаточно знать среднюю концентрацию возбужденных атомов в разряде. В первом из рассмотренных предельных случаев эта величина определяется совершенно очевидным образом, во втором случае можно показать (учитывая роль отдельных слоев разряда), что при $B_a < 50$ (29):

$$\bar{y}_a \approx 0,44 \frac{B_a}{\mu_1^2 + 0,66 B_a}. \quad (15)$$

Таким образом $\bar{y}_a$ является функцией только параметра B_a . Из формулы (15) мы видим, что при малых B_a приведенная концентрация растет пропорционально, затем наступает заметное замедление роста, вызванное тушением (при $B_a > 5$).

Рассмотрим, как влияют условия разряда на B_a . Для этого нам необходимо написать β_a в явной форме, что можно сделать, пользуясь соотношениями, выведенными ранее:

$$\beta_a = 7 \cdot 10^7 Q_{21}(0) n_e(0) \sqrt{T_e} f(T_e), \quad (16)$$

где $Q_{21}(0)$ — эффективное сечение возбужденных атомов для ударов второго рода с электронами; $n_e(0)$ — концентрация электронов на оси разряда; T_e — электронная температура ($11\,600^\circ - 1$ V); $f(T_e)$ — фактор, учитывающий зависимость вероятности ударов второго рода от скорости электронов.

Таким образом можно приближенно считать, что β_a пропорционально плотности тока, а B_a пропорционально величине тока (плотность тока ха^2). Так как D_a — обратно пропорционально давлению газа, то окончательно B_a пропорционально произведению из величины тока на давление (это соотношение справедливо только приближенно, так как давление влияет на T_e).

Из (15) следует, что при одинаковых давлениях и малых B_a «приведенные» концентрации возбужденных атомов в различных разрядных трубках относятся как величина тока.

С ростом давления «приведенные» концентрации обычно растут.

Важно подчеркнуть, что речь идет о «приведенных», а не об истинных концентрациях. В тех случаях, когда происходят резкие изменения электронной температуры или возбужденные атомы обладают высокими потенциалами возбуждения, это различие весьма существенно. Ниже мы разберем конкретные примеры, иллюстрирующие сказанное.

в) Экспериментальное определение концентрации метастабильных атомов. Существует несколько оптических методов определения концентраций возбужденных атомов в разряде. Часть этих методов применима для определения концентрации только излучающих атомов. Сюда прежде всего относится измерение абсолютной интенсивности спектральных линий, испускаемых возбужденным атомом.

Зная вероятность испускания, можно определить концентрацию излучающих атомов. К числу таких же методов относится метод «обращения», весьма успешно примененный Молером (34) для исследования разряда в парах цезия. При этом методе сквозь разряд пропускается излучение от температурного источника света и устанавливается температура источника, при которой количество поглощаемого в разряде излучения становится равным количеству излучения, испускаемому разрядом (в пределах определенной спектральной линии). Из температуры такого «равновесия» нетрудно по формуле Больцмана определить концентрацию излучающих атомов.

Совершенно очевидно, что такие методы не пригодны для определения концентраций метастабильных атомов.

Иные дело методы, основанные на определении коэффициента преломления газа вблизи линий поглощения и коэффициента поглощения газа в пределах линии поглощения. Эти методы в равной мере приложимы для определения концентраций излучающих и метастабильных атомов.

Наиболее изящным из таких методов является интерференционный метод «крюков» Д. С. Рождественского (35), широко использованный Ладенбургом и сотрудниками его лаборатории для исследования разрядов в инертных газах (36).

В этом методе используется интерферометр Жамена для определения дисперсии газа. Из величины дисперсии можно определить число дисперсионных электронов в единице объема газа. Отсюда, зная силу осциллятора для данной линии, можно вычислить абсолютную концентрацию возбужденных атомов.

Другим методом определения концентрации является измерение абсорбции линий, поглощаемых метастабильными атомами. При известной форме линий эмиссии и поглощения из величин абсорбции нетрудно вычислить абсолютную концентрацию поглощающих атомов (конечно, если известна атомная вероятность поглощения).

Абсорбционный метод не требует никакой сложной аппаратуры. Установка состоит из двух сходных разрядных трубок и простого спектрального прибора, служащего для измерений интенсивностей отдельных линий.

Еще более простым методом является метод, основанный на определении величины реабсорбции излучения в разряде. При этом методе измеряется соотношение интенсивностей по двум различным направлениям какой-либо линии, оканчивающейся на метастабильном уровне. Например, измеряется соотношение интенсивностей вдоль и поперек разрядной трубки. Такое соотноше-

ние интенсивностей является однозначной функцией концентрации поглощающих атомов.

Последние два метода были использованы в нашей лаборатории для определения концентраций возбужденных атомов в ртутном (37) и неоновом (38) разрядах. К сожалению, область применимости обоих методов ограничена рядом причин.

Прежде всего для получения количественных результатов необходимо знание формы линий. Поэтому пока приходится ограничиваться областью малых давлений, где можно считать форму линий чисто доплеровской.

Далее, абсолютные значения концентраций могут быть получены только, если известны вероятности поглощения. Этот недостаток присущ и другим методам определения концентрации метастабильных атомов.

Любопытно отметить, что при определении методом «обращения» концентраций излучающих атомов мы не нуждаемся в знании каких-либо атомных констант.

Наконец, применимость указанных методов ограничена областью сравнительно небольших оптических плотностей разряда. Дело заключается в том, что при больших оптических плотностях поглощение близко к единице и абсорбция становится мало чувствительной функцией концентрации поглощающих атомов.

Переходим к краткому изложению экспериментальных результатов. В качестве первого объекта для измерений был выбран ртутный разряд низкого давления (37), (39). Объяснялось это тем, что в таком разряде были проведены тщательные зондовые измерения (15). Сопоставление результатов зондовых и оптических измерений позволяет получить полную картину механизма разряда.

Диаметр разрядной трубки был 32 mm или величина тока 3, 4 и 5 А, давление от $2,5 \cdot 10^{-4}$ до $7,5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg.

При измерениях абсорбции использовался источник света, идентичный с поглощающей трубкой. Последнее необходимо для получения количественных результатов. Если источник света и поглощающая трубка не идентичны, то абсорбция будет функцией двух неизвестных — концентрации поглощающих атомов в источнике и концентрации поглощающих атомов в абсорбционной трубке — и мы получим, измерив абсорбцию, одно уравнение с двумя неизвестными. Только в случае идентичных разрядных трубок мы получаем одно уравнение с одной неизвестной, — концентрацией поглощающих атомов в обеих трубках. (В случае не идентичных разрядных трубок, чтобы избежать указанного затруднения, пришлось бы измерять абсорбцию двух спектральных линий, оканчивающихся на данном метастабильном уровне и обладающих известными вероятностями переходов. Последнее не всегда выполнимо практически).

Для перехода от величин поглощения к концентрациям мы пользовались таблицей, вычисленной Ладенбургом и Леви (40), и вычисленным нами коэффициентом пропорциональности между коэффициентом поглощения в центре линии и концентрацией по-

глощающих атомов (при этом учитывалось влияние сверхтонкой структуры линий). Такой переход пока возможен только для трех уровней ртутного атома — 6^3P_2 , 6^3P_1 и 6^3P_0 . Два из этих уровней 6^3P_0 и 6^3P_2 — метастабильные, а 6^3P_1 является верхним уровнем для резонансной линии 2537 Å.

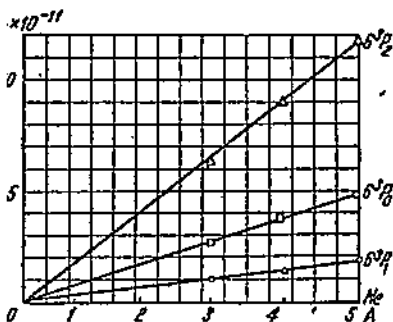
В табл. 1 приведены результаты измерений при величине тока, равной 3 А, и при четырех различных давлениях.

На фиг. 9 изображены результаты измерений, проведенных при постоянном давлении (10^{-3} мм Hg) и при трех величинах тока.

Как было указано выше, для определения концентраций метастабильных атомов в неоновом разряде в нашей лаборатории был применен метод определения соотношения интенсивностей по двум направлениям (38).

Разрядная трубка имела П-образную форму, и при измерениях сравнивались интенсивности отдельных спектральных линий вдоль разряда (длина 25 и 50 см) и поперек разряда (диаметр 5 см).

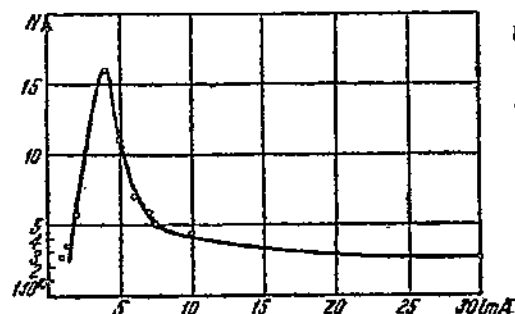
Были построены градуировочные кривые, связывающие число дисперсионных электронов с отношением интенсивностей.



Фиг. 9. Концентрация возбужденных атомов в ртутном разряде низкого давления.

Таблица 1
Концентрация атомов на уровнях $6^3P_0, 1, 2$
(при постоянной величине тока 3 А)

P в мм Hg	$n_a \cdot 10^{-11}$ ат/см ³		
	6^3P_0	6^3P_1	6^3P_2
$2,5 \cdot 10^{-4}$	1,2	< 0,3	2,1
$1 \cdot 10^{-3}$	2,5	1,0	7,2
$3 \cdot 10^{-3}$	4,3	1,6	10,8
$7,5 \cdot 10^{-3}$	4,9	4,5	13,8



Фиг. 10.

Основная цель работы состояла в исследовании прямым методом разрушения метастабильных атомов при освещении разряда.

Описанный метод позволял действительно получить прямое доказательство существования эффекта разрушения и выяснить количественную картину процесса. Мы не будем приводить данные, полученные в этом направлении, так как вопрос о влиянии освещения выходит за пределы нашей основной темы.

Ограничимся лишь фиг. 10, на которой изображен ход концентрации атомов на уровне 3^3P_2 с током при давлении неона, равном 1 mm Hg (диаметр 5 см).

Здесь весьма интересным является наличие острого максимума в области малых токов.

с) Обсуждение экспериментальных данных. Приведенные выше значения концентраций показывают, что исследованные условия ртутного разряда весьма удалены от температурного равновесия. Все значения концентраций значительно ниже вычисленных по формуле Больцмана ($y_a \ll 1$; см. раздел «а») для той же электронной температуры.

В только что появившейся работе Риве и Ромпе (40) возражают против использования нами формулы Больцмана без поправок на ионизацию (37). Они указывают, что учет ионизации может привести к неверным по порядку величины значениям. Нам кажется, что здесь вообще нельзя говорить о верных и неверных значениях. Критика Риве и Ромпе сводится по существу к предложению применять в качестве предельных концентраций концентрации возбужденных атомов, устанавливающиеся при наступлении полного температурного равновесия на всех уровнях возбуждения и ионизации. Авторы не учитывают, что в разряде равновесие наступает гораздо раньше на нижних уровнях, чем на верхних (34). Поэтому сравнение с предлагаемыми ими предельными концентрациями не позволило бы сделать никаких выводов о близости условий возбуждения отдельного уровня к равновесию (при небольших токах и малых давлениях, имевших место в наших экспериментах).

Правильность же вывода об удаленности исследованных условий разряда от равновесия для уровней $6^3P_{0,1,2}$ была подтверждена в более поздних работах и экспериментально и теоретически (29), (39).

Экспериментально тем, что концентрации атомов на уровнях $6^3P_{0,1,2}$ растут пропорционально концентрации электронов (фиг. 9). Теоретически тем, что параметр B_a , рассчитанный для этих условий разряда из элементарных констант и результатов зондовых измерений, оказался значительно меньшим единицы.

Последнее особенно убедительно свидетельствует о практической выбранного нами критерия. Влияние ионизации должно приводить к немонокотонному ходу концентрации, с величиной тока концентрация должна достигать максимума при некоторой величине тока, а затем спадать.

При исследовании условий разряда, соответствующих первой части кривой (до максимума), в качестве предельной концентрации целесообразнее пользоваться максимальной концентрацией, как это и делалось нами во всех работах. При исследовании условий разряда, соответствующих второй части кривой (после максимума), конечно, следует в качестве предельных концентраций пользоваться концентрациями, соответствующими не частичному, а полному равновесию. Поэтому учет ионизации будет необходим при анализе процессов возбуждения в разрядах низкого да-

вления, происходящих при весьма высоких плотностях тока и в легко ионизируемых веществах.

Стационарные разряды такого типа не представляют большого практического интереса и поэтому почти не исследованы. Насколько нам известно, до сих пор опубликовано только краткое сообщение о работе, проведенной Молером в указанных условиях (41).

Наоборот, при анализе механизма возбуждения в мощных импульсных разрядах (105) с влиянием ионизации придется весьма серьезно считаться.

Остановимся теперь коротко на абсолютных значениях концентраций. Так как наши измерения производились в сравнительно узкой трубке ($a = 1,6$ см), то теорию, развитую в разделе «а», имеет смысл сравнивать с экспериментом только для самого высокого из исследованных давлений ($7,5 \cdot 10^{-3}$ мм Hg). Для концентрации на уровне 6^3P_0 расчет дает $5 \cdot 10^{11}$ ат/см³ — экспериментальное значение — $4,9 \cdot 10^{11}$ ат/см², для уровня 6^3P_2 расчет дает $1,5 \cdot 10^{12}$ ат/см³, экспериментальное значение $1,4 \cdot 10^{12}$ ат/см³. Значения элементарных констант брались из тех же источников, что и в уже опубликованных работах нашей лаборатории.

Конечно, получающееся точное совпадение вычисленных и измеренных абсолютных значений концентраций носит несколько случайный характер, но во всяком случае оно свидетельствует о возможности количественного расчета концентраций метастабильных атомов в разряде.

Кроме того, весьма важным является соотношение концентраций на уровнях 6^3P_2 , 6^3P_1 и 6^3P_0 , соответствующее функциям возбуждения, рассчитанным Пенни (42). Здесь в отличие от опытов с оптическим возбуждением наибольшая концентрация атомов на самом высоком уровне 6^3P_2 . Последнее подтверждается и измерениями соотношения интенсивностей в видимом триплете (см. ниже).

Весьма интересным является вопрос о том, насколько близки к температурному равновесию условия разряда в мощных ртутных выпрямителях.

В выпрямителях плотность тока не намного превышает плотность тока в исследованных нами условиях, но зато речь идет о гораздо больших диаметрах разрядной трубки. Разберем типичный пример — величина тока 800 А, $a = 15$ см и $P = 7,5 \times 10^{-3}$ мм Hg.

В этом случае, пользуясь приведенными в разделе «а» соотношениями и результатами зондовых измерений, получим, что параметр $B_a \approx 200$. Из кривых фиг. 8 мы видим, что в таком разряде $u_a \approx 1$, т. е. условия для уровней $6^3P_{0,1,2}$ близки к равновесию. В таких условиях возбужденные атомы должны составлять около 10% от всех атомов в разряде. Справедливость этого вывода было бы весьма интересно проверить экспериментально.

Пока наступление температурного равновесия в разряде было надежно установлено только для нижних уровней при разряде

в парах цезия Молером (34). Объясняется это низким потенциалом возбуждения цезия.

Наоборот, утверждения ряда авторов, что ими наблюдалось наступление температурного равновесия при разрядах в инертных газах, вызывают сильные сомнения ввиду высоких потенциалов возбуждения атомов инертных газов.

Ввиду большого интереса, который представляет этот вопрос, мы на нем остановимся несколько подробнее (44).

Копферман и Ладенбург (1928 г.), Кребс (45) (1936 г.) и Шон (1937 г.) и Крузе (1938 г.) исследовали при помощи оптических методов влияние величины тока на концентрации возбужденных атомов в разрядах, происходящих в инертных газах.

Копферман и Ладенбург установили, что концентрация возбужденных атомов на уровнях $6^3P_{0,1,2}$ неона, возрастая с величиной тока, достигает некоторых максимальных значений, после чего при дальнейшем увеличении тока опять уменьшаются.

Кривая на фиг. 10 имеет еще более резкий ход, чем кривые, приводимые Копферманом и Ладенбургом, причем следует помнить, что она получена для трубки с диаметром, в пять раз большим, чем в их экспериментах.

Кребс, работая при больших плотностях, наблюдал в неоне только вторую часть кривой, т. е. спад концентрации с током.

Шон, наоборот, наблюдал для аргона первую часть кривой — рост концентрации и насыщение.

Крузе наблюдал аналогичные эффекты в гелиевом разряде. Экспериментальные результаты всех работ таким образом хорошо согласуются между собой.

Копферман и Ладенбург (46) считают, что наблюдавшееся ими насыщение концентрации возбужденных атомов объясняется наступлением равновесия между электронными ударами первого и второго рода. Отсюда вытекает, что максимальные концентрации должны удовлетворять формуле Больцмана с электронной температурой в показателе. Копферман и Ладенбург вычисляют из концентрации возбужденных атомов при помощи формулы Больцмана электронные температуры и сравнивают эти температуры с данными зондовых измерений (47). Значения получаются довольно близкие, что убеждает Копфермана и Ладенбурга в правильности их точки зрения.

Однако следует указать, что поскольку температура входит в показатель степени, можно требовать очень точного совпадения значений температур. Здесь условия аналогичны оптическому пирометру — измеряемая величина является крайне чувствительной функцией температуры.

Кроме того, проводимое Копферманом и Ладенбургом сравнение не вполне законно, ибо условия разряда, при которых производились их эксперименты, резко отличаются от условий, при которых производились зондовые измерения Зеелигера и Хирхерта. Диаметр разрядной трубки у Копфермана и Ладенбурга 10 mm, у Зеелигера и Хирхерта 40. Поэтому градиент потенциала в положительном столбе при экспериментах Копфермана и Ладен-

бурга значительно выше (3,5 V/cm), чем у Зеелигера и Хирхерта (2 V/cm). При таких условиях можно, как обычно, приближенно считать, что электронные температуры относятся примерно, как градиенты (при постоянном давлении). Следовательно, Копферман и Ладенбург пользовались для сравнения сильно преуменьшенными значениями электронных температур. Из данных Зеелигера и Хирхерта и соотношения градиентов получается для разрядной трубки Копфермана и Ладенбурга электронная температура, равная 4,6 V, превышающая почти в два раза температуру, вычисленную Копферманом и Ладенбургом из результатов оптических измерений (2,6 V). Аналогичные расчеты могут быть выполнены для других токов и для условий опытов Кребса и Шона. При этом используются результаты зондовых измерений в неоне при больших токах и в аргоне.

Если взять определенные таким образом электронные температуры и подставить их в формулу Больцмана, то получаются концентрации на порядки величин, превышающие экспериментально наблюдаемые значения.

В табл. 2 приведены результаты таких подсчетов. Как и следовало ожидать, при больших токах расхождение меньше, но при всех условиях экспериментальные данные значительно ниже рассчитанных по Больцману.

Таблица 2

Сравнение экспериментальных данных для концентрации с рассчитанными по Больцману

Наблюдатели	В максимуме концентраций ат/см ³		При максимуме величины тока ат/см ³	
	Экспериментальные	Больцман	Экспериментальные	Больцман
Копферман и Ладенбург .	$2 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{14}$	10^{12}	$5 \cdot 10^{13}$
Кребс	$5 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{11}$
Шон	$8 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{13}$	$8 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{13}$

Из табл. 2 следует, что условия всех указанных экспериментов весьма удалены от температурного равновесия. Таким образом наблюдавшееся насыщение концентрации в зависимости от величины не может быть объяснено наступлением равновесия между ударами первого и второго рода.

В справедливости этого вывода можно убедиться еще одним совершенно независимым способом. Насыщение концентраций может объясняться наступлением равновесия между ударами первого и второго рода только в том случае, если в максимуме концентрации B_a значительно превышает единицу. Для определенности положим, что равновесие наступает при $B_a = 60$ (вероятность ударов второго рода на порядок величины больше вероятности диффузии к стенкам). Так как D_a известно (49), то из B_a можно определить β_a .

Пользуясь результатами зондовых измерений и значениями определенных таким образом вероятностей, можно определить эффективные сечения возбужденных атомов для ударов второго рода $Q_{21}(0)$ (10). В третьем столбе табл. 3 приведены рассчитанные таким способом $Q_{21}(0)$.

Таблица 3

Эффективные сечения атомов неона и аргона

Газ	$Q_{12}(V_m)$ см ²	$Q_{21}(0)$ см ²	$Q_{21}(0)$ см ²
	Из концентраций при малых токах	Из концентраций при малых токах	Из насыщения
Неон (К. и Л.)	$2,5 \cdot 10^{-18}$	$4 \cdot 10^{-18}$	$9 \cdot 10^{-18}$
Аргон (Шон)	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-17}$	$1,4 \cdot 10^{-14}$

С другой стороны, эффективные сечения $Q_{21}(0)$ можно определить из абсолютных концентраций возбужденных атомов при малых токах. Для этого достаточно провести расчет, обратный расчету концентраций возбужденных атомов, произведенному ранее для ртути. Из числа возбуждающих соударений и результатов зондовых измерений нетрудно определить эффективное сечение атомов для ударов первого рода $Q_{12}(V_m)$ (в максимуме функции возбуждения). Поскольку эти атомарные константы представляют самостоятельный интерес, они приведены в первом столбце табл. 3. Из $Q_{12}(V_m)$ нетрудно определить $Q_{21}(0)$ [см. (1)]. Во втором столбце приведены $Q_{21}(0)$, определенные таким способом. Эти значения хорошо согласуются с значениями $Q_{21}(0)$ для атомов металлов (10) и безусловно близки к истинным значениям указанных атомарных констант.

Мы видим, что $Q_{21}(0)$, определенные из насыщения, на три порядка величины превышают истинные значения $Q_{21}(0)$. Полученное расхождение показывает, что насыщение вызывается какой-то другой причиной, а не ударами второго рода.

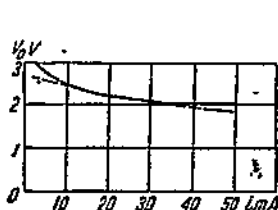
Вероятность ударов второго рода слишком мала, чтобы вызвать в исследуемых условиях насыщение концентрации.

Таким образом мы опять приходим к выводу, что насыщение концентрации в условиях опытов указанных выше авторов не может быть вызвано наступлением равновесия между ударами первого и второго рода.

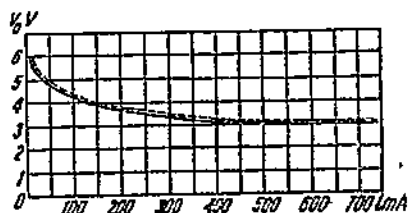
Что же является причиной, вызывающей ход концентраций возбужденных атомов с величиной тока, наблюдавшейся ими.

Ответ на этот вопрос дать нетрудно, если учесть, что атомы инертных газов обладают высокими потенциалами возбуждения. Поэтому у инертных газов становится особенно существенным различие между истинной и «приведенной» концентрациями возбужденных атомов.

Благодаря высоким потенциалам возбуждения число ударов первого рода между электронами и атомами инертных газов весьма сильно зависит от электронной температуры. Небольшое изменение электронной температуры вызывает резкое уменьшение числа возбуждающих соударений. Вместе с тем известно, что рост тока вызывает заметное снижение электронной температуры в разрядах, происходящих в инертных газах. Таким образом с ростом тока, с одной стороны, растет концентрация электронов, с другой стороны, падает электронная температура. Из формулы (4) следует, что наложение обоих факторов дает максимум для числа возбуждающих соударений при некоторой величине тока. При постоянной продолжительности жизни возбужденных атомов ход их концентраций должен просто совпадать



Фиг. 11а.



Фиг. 11б.

с ходом числа возбуждающих соударений при изменении величины тока. Такое объяснение наблюдаемого на опыте хода концентраций диаметрально противоположно объяснению, предложенному Копферманом и Ладенбургом, поскольку в их объяснении основным было уменьшение продолжительности жизни возбужденных атомов, происходящее за счет ударов второго рода.

Кривая фиг. 10 является хорошим подтверждением высказанной точки зрения. В более широкой трубке градиент потенциала значительно ниже и, следовательно, значительно ниже электронная температура. С другой стороны, чем ниже электронная температура, тем сильнее влияет ее уменьшение на число возбуждающих соударений. Этим и объясняется более резкий спад кривой на фиг. 10 по сравнению с кривыми Копфермана и Ладенбурга.

Можно рассчитать, пользуясь соотношениями, приведенными во втором и в настоящем разделах, какой должен быть спад электронной температуры, чтобы наблюдался ход концентраций, описанный в указанных выше работах. На фиг. 11 изображены результаты такого расчета, выполненного на основании данных Копфермана, Ладенбурга и Шена. На фиг. 11 мы видим, что достаточен небольшой спад электронной температуры V_0 с током, чтобы объяснить все наблюдавшиеся эффекты. Аналогичный спад электронной температуры с током наблюдался непосредственно при разрядах в инертных газах. Следует указать, что развитая здесь точка зрения объясняет весь ход экспериментальных кривых. В частности для объяснения спада концентрации

в области больших токов нет необходимости вводить новый процесс — разрушение возбужденных атомов при соударениях между собой (как это делают Копферман и Ладенбург). Различия в поведении отдельных уровней хорошо объясняются различиями в форме функций возбуждения.

Все сказанное выше, показывает, что условия опытов Копфермана и Ладенбурга весьма удалены от температурного равновесия.

К сожалению все разобранные выше данные относятся либо к усредненным по сечению разряда концентрациям, либо к максимальным концентрациям, устанавливающимся на оси разряда.

Экспериментальных данных о распределении возбужденных атомов по сечению разряда нет. Мы в дальнейшем предполагаем поставить соответствующие работы в нашей лаборатории.

Здесь же мы хотели остановиться только на одном вопросе, косвенно связанном с распределением возбужденных атомов по сечению разряда.

В известной работе Мейсснера и Граффундера (50), посвященной определению продолжительности жизни метастабильных атомов неона, было принято, что в начальный момент времени (т. е. в стационарном разряде) возбужденные атомы распределены равномерно по сечению разряда. Эти начальные условия усложняют решение задачи и заставляют авторов делать ряд довольно громоздких выкладок, чтобы показать, что практически при таких условиях, начиная с некоторого времени, получается экспоненциальный спад концентрации. Приведенные в разделе «а» соотношения показывают, что в условиях опытов Мейсснера и Граффундера в начальный момент атомы распределены по сечению разряда не равномерно, а по функции Бесселя, тогда как известно, концентрации должны совпадать по экспоненте и все осложнения, связанные с неверными начальными условиями, принятыми в указанной работе, отпадают сами собой.

д) Возбуждение излучающих атомов в положительном столбе газового разряда. В первом разделе было показано, что в отсутствии тушения концентрация излучающих атомов никак не влияет на интенсивность излучения. Важно число возбуждающих соударений, а не концентрация излучающих атомов, устанавливаемая при этом. То же можно выразить и иными словами, сказав, что в отсутствии тушения на интенсивность излучения никак не влияет продолжительность жизни излучающих атомов.

Картина совершенно изменяется, как только начинает сказываться тушение. При наличии тушения продолжительность жизни или, что практически то же, концентрация возбужденных атомов уже становится фактором, самым серьезным образом влияющим на интенсивность излучения. Поэтому вопрос о концентрации излучающих атомов не может быть обойден при анализе механизма излучения во всех случаях, когда существует тушение.

Расчет концентрации излучающих атомов в газовом разряде является задачей гораздо более трудной, чем расчет концентрации метастабильных. Объясняется это тем, что концентрация

излучающих атомов в значительной степени определяется характером диффузии излучения в разряде.

Строгий учет диффузии излучения в разряде весьма затруднителен по целому ряду причин, рассмотренных ниже.

Здесь укажем только, что особенно трудна эта задача для линий, поглощаемых возбужденными атомами. Мы поэтому начнем рассмотрение с резонансных линий, поглощаемых нормальными атомами. Это тем более будет правильно, что как раз у резонансных линий наблюдается наиболее сильное тушение.

Несколько лет назад В. де-Гроот и Дрювестейн пытались теоретически рассчитать концентрации возбужденных излучающих атомов в натриевом разряде (51). Эта попытка окончилась неудачно, так как весьма интересный путь, выбранный указанными авторами, привел к большим математическим затруднениям (52).

Однако может быть использован другой путь, основанный на являющейся аналогией между диффузией квантов и атомов указанной К. Комптоном (53). Этот путь не вполне строг, но зато прост и дает возможность использовать результаты, полученные в разделе «а».

На неточность аналогии, проводимой К. Комптоном, обратил внимание Милн в своей фундаментальной работе (54), послужившей основой для теории тушения возбужденных атомов при оптическом возбуждении (55). Милн дал более строгую теорию диффузии «плененного» излучения в газе, однако можно показать, что эта теория при определенных условиях (практически весьма интересных) эквивалентна теории, основанной на аналогии, предложенной К. Комптоном.

Милн рассматривал диффузию излучения в бесконечном плоском слое после прекращения возбуждения и получил следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(n_r + \tau \frac{\partial n_r}{\partial t} \right) = 4k^2 \tau \frac{\partial n_r}{\partial t}, \quad (17)$$

где n_r — концентрация возбужденных излучающих атомов; k — коэффициент поглощения газа; τ — продолжительность жизни возбужденного излучающего атома.

При выводе уравнения (17) Милн предполагал, что поглощают излучения только нормальные атомы. Укажем прежде всего, что Милн получил дифференциальное уравнение из соответствующего интегрального уравнения, используя приближение Шустера-Шварцшильда (56), эквивалентное по существу предположению, что интенсивность потока излучения в среде не зависит от направления потока по отношению к оси x -ов. В случае плоской диффузионной задачи естественнее считать, что эта интенсивность пропорциональна косинусу угла между направлением потока и осью x -ов (вдоль которой наблюдается градиент плотности радиации и концентрации излучающих атомов). Тогда нетрудно показать, что уравнение (17) приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(n_r + \tau \frac{\partial n_r}{\partial t} \right) = 3k^2 \tau \frac{\partial n_r}{\partial t}. \quad (18)$$

Уравнение (18) отличается от обычного уравнения диффузии наличием члена $\tau \frac{\partial^3 n_r}{\partial x^2 \partial t}$ в левой части.

Применим уравнение (18) к возбуждению излучения в разряде. Так как $\frac{\partial n_r}{\partial t}$ учитывает в теории Милна изменение числа возбужденных атомов, вызванное только оптическими процессами, то при наличии других процессов возбуждения надо $\frac{\partial n_r}{\partial t}$ заменить через $\frac{\partial n_r}{\partial t} - R$, где R — скорость образования возбужденных атомов за счет неоптических процессов. Если же мы рассматриваем стационарный разряд, то $\frac{\partial n_r}{\partial t}$ равна нулю и уравнение (15) примет следующий вид:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} (n_r - \tau R) = -3k^2 \tau R. \quad (19)$$

Так же как и в уравнении (10), R равно разности между числом ударов первого и второго рода:

$$R = \alpha_r q_{en} - \beta_r q_{ep_r}.$$

Если

$$\tau R \ll n_r \quad (20)$$

то уравнение (18) приобретает вид, совершенно аналогичный уравнению (10), и можно ввести „коэффициент диффузии“ излучающих атомов, определяемый следующим образом:

$$D_r = \frac{1}{3k^2 \tau}. \quad (21)$$

Физический смысл неравенства (20) весьма прост. Произведение τR равно концентрации возбужденных атомов, которая установилась бы в отсутствии реабсорбции излучения. Таким образом неравенство (20) эквивалентно требованию, чтобы продолжительность жизни атомов в разряде была значительно больше, чем в изолированном состоянии. Это требование выполняется при достаточно больших оптических плотностях разряда.

Соотношение (21) может быть получено из указанной выше аналогии диффузий квантов и атомов (53). При этом длина свободного пробега кванта равна $\frac{1}{k}$, а средняя скорость $\frac{1}{k\tau}$.

Следует указать, что уравнение Милна в его начальной форме (17) приводит при соблюдении неравенства (20) к формуле, аналогичной (21), но отличающейся численным коэффициентом в знаменателе (четыре вместо трех). Это различие невелико, но оно свидетельствовало бы о каком-то не имеющем физического смысла различии между диффузией квантов и атомов. Выше было показано, почему Милн получил неверное значение для численного коэффициента.

Таким образом различие между исправленной теорией Милна и обычной диффузионной теорией сказывается только при малых оптических плотностях и проявляется в том, что при $k=0$ коэффициент диффузии остается конечным.

При больших оптических плотностях диффузия излучения эквивалентна диффузии излучающих атомов с коэффициентом диффузии, определяемым формулой (21).

Из всего сказанного следует, что возбуждение излучающих атомов в положительном столбе разряда при больших оптических плотностях описывается уравнением, совершенно идентичным с уравнением (10), только D_r в этом случае определяется формулой (21).

Поэтому для излучающих атомов справедливы все выводы, полученные в предыдущем параграфе.

Следует, однако, подчеркнуть, что задача о возбуждении излучающих атомов решается по существу гораздо менее точно, чем для метастабильных атомов. Дело заключается в том, что при диффузии излучения весьма важную роль играет форма линий — фактор, влияние которого учесть вполне строго очень трудно. Мы будем вынуждены так же, как это обычно делают, ограничиться лишь приближенным учетом роли формы линий, что, естественно, отразится на точности полученных результатов.

Как известно, учет формы линий приводит к неэкспоненциальному закону ослабления пучка излучения при прохождении сквозь газ (57). Отклонения от экспоненциального закона соответствуют непрерывно уменьшающемуся коэффициенту поглощения. В теории Милна и в обычной диффузионной теории предполагалось, что коэффициент поглощения постоянен. Даже в случае самой простой формы линий коэффициент поглощения изменяется весьма сложным образом, что делает очень трудным учет этого изменения при выводе основного дифференциального уравнения. Поэтому обычно ограничиваются тем, что в уже готовое решение дифференциального уравнения с постоянным коэффициентом поглощения вводят эффективную оптическую плотность для всего слоя в целом, вычисленную с учетом формы линий. Такой путь, конечно, не вполне строг, но, как показало сравнение с экспериментальными данными, он приводит к практически достаточно точным результатам. При больших оптических плотностях надо пользоваться коэффициентом диффузии излучения, рассчитанным Кенти (58). Дополнительная небольшая неточность еще возникает вследствие того, что Кенти определял коэффициент диффузии для плоского слоя, а не для цилиндра, но этим мы пренебрежем.

Тогда можно показать, что эффективная продолжительность жизни τ_r излучающего атома, определяемая по аналогии с метастабильными атомами, как диффузионная продолжительность жизни $\left(\frac{a^2}{\mu_1^2 D_r}\right)$, будет связана с продолжительностью жизни изолированного атома следующим простым соотношением:

$$\tau_r = 3k_0 a \tau, \quad (22)$$

где k_0 — коэффициент поглощения в центре линии. Так как k_0 обратно пропорционально τ , то τ_r фактически не зависит от τ .

Качественно этот парадоксальный результат может быть объяснен так: с возрастанием продолжительности жизни изолированного атома растет и скорость диффузии квантов в газе; рост скорости диффузии компенсирует возрастание продолжительности жизни отдельного атома и эффективная продолжительная жизнь всех излучающих атомов газа в целом остается постоянной.

Так же как и в разделе «а», мы можем ввести параметр B_r и сделать выводы о влиянии условий разряда на возбуждение излучающих атомов:

1. Из численных значений коэффициентов, входящих в соответствующие формулы, следует, что при одинаковых условиях разряда всегда $B_a > B_r$.

Таким образом распределение излучающих атомов сильнее отличается от равновесного, чем распределение метастабильных атомов.

2. Рассуждая точно так же, как в разделе «а», мы для B_r получим следующее приближенно соотношение:

$$B_r \approx \frac{ip}{a}.$$

Это соотношение показывает, что при слабом тушении «приведенная концентрация» излучающих атомов пропорциональна отношению величины тока к радиусу трубки (при постоянном давлении). Последнее обстоятельство также отличает излучающие атомы от метастабильных.

3. Тушение излучающих атомов ударами второго рода становится заметным только при сильном «пленении» излучения, когда $\tau_r \gg \tau$. «Пленение» излучения является одним из основных факторов, определяющих тушение излучающих атомов в разряде (см. ниже).

Легко показать, что в случае плоской задачи все величины, характеризующие излучение, диффундирующие в газе, удовлетворяют уравнениям (18) и (54). При больших оптических плотностях, пользуясь изложенной теорией, можно приближенно рассчитать распределение плотности излучения и по сечению положительного столба разряда.

Поскольку диффузия излучения играет существенную роль в абсолютной интенсивности излучения разряда, в нашей лаборатории начато экспериментальное исследование этого вопроса.

Так как по интенсивности излучения, выходящего из разряда, можно делать только косвенные выводы о характере диффузии излучения в объеме разряда, мы разработали методику, позволяющую выяснить непосредственно распределение плотности излучения в объеме разряда (59).

Методика основана на применении подвижных люминесцирующих зондов, вводимых в разряд. Излучение зондов выхо-

дит из разряда без всякого поглощения в газе. Зонды такого типа мы вводим в ртутный разряд и измеряем их яркость при различных плотностях. Можно подобрать люминесцирующие вещества, превращающие ультрафиолетовое излучение линий 1850 и 2537 Å в видимое или в более длинноволновое ультрафиолетовое излучение. Используя различные вещества (например, полевские фосфоры), можно разделить указанные линии между собой.

При работе с разрядом переменного тока мы применяем стробоскопический метод для измерения яркости зондов.

Измерения производятся в моменты времени, соответствующие потуханию разряда, свечение же зонда сохраняется благодаря инерционности фосфора.

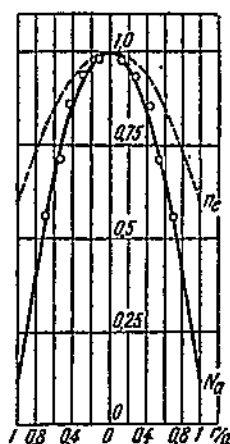
При этом сквозь стробоскопический диск виден яркий зонд в темной разрядной трубке.

Любопытно отметить, что при помощи стробоскопического метода можно разделить спектральные линии, вызывающие свечение люминофора. Например, известно (60), что кристалл KCl, активированный Ti, обладает мгновенной флуоресценцией, вызываемой линией 2537 Å, и довольно длительной фосфоресценцией, вызываемой линией 1850 Å. Таким образом, наблюдая свечение этого кристалла в разряде сквозь стробоскопический диск, мы можем раздельно определить долю свечения, вызываемого каждой из линий в отдельности. Измерения по такому методу ведутся в нашей лаборатории.

На фиг. 12 изображены предварительные результаты измерений с виллемитовым зондом в ртутном разряде при давлении 10^{-3} mm Hg. Как показали измерения, такой зонд в исследованных условиях реагировал практически на одну линию 2537 Å.

По оси абсцисс отложены смещения зонда (магнитом) по сечению разряда, по оси ординат — полусумма яркости цилиндрического зонда при двух симметрических по отношению к оси разряда положениях (Na). Для сравнения там же нанесено распределение электронов по сечению разряда.

В настоящее время методика работы с люминесцирующим зондом так усовершенствована, что мы сразу без усреднения получаем симметричную кривую. Укажем, что данные эксперименты представляют интерес с точки зрения астрофизики. Известно, что в астрофизике большое внимание уделяется вопросам диффузии излучения (61), но естественно, что астрофизики вынуждены ограничиваться лишь весьма косвенными методами для проверки делаемых в этом направлении предположений. При экспериментах с люминесцирующими зондами может быть



Фиг. 12. Распределение плотности резонансного излучения по сечению ртутного разряда.

поставлен вопрос об известном моделировании астрофизических объектов. Вопрос о полном количественном истолковании характеристик люминесцирующих зондов в настоящее время находится еще в стадии разработки.

е) Тушение излучения в разряде. При наличии тушащих процессов абсолютная интенсивность спектральной линии уже зависит от вероятности испускания, причем в данном случае уже играет роль не вероятность испускания изолированного атома, а эффективная вероятность, обусловленная диффузией излучения в разряде.

Если B — вероятность тушащих процессов и A_r — эффективная вероятность испускания, то интенсивность спектральной линии при наличии тушения I_1 связана с интенсивностью без тушения I простым соотношением:

$$I_1 = I \frac{A_r}{A_r + B}. \quad (23)$$

При не очень сильном тушении распределение излучающих атомов по сечению разряда близко к функции Бесселя нулевого процесса, и тогда A_r имеет для всех атомов одно и то же значение:

$$A_r = \frac{1}{\tau_r} = \frac{A}{3k_0 a}. \quad (24)$$

Из уравнений (23) и (24) вытекает, что при наличии тушения уже большую роль играет диффузия излучения в газовом разряде и распределение излучающих атомов по сечению разряда. Диффузия излучения в свою очередь сильно зависит от формы линий эмиссии и абсорбции, влияющих на величину эффективной оптической плотности разряда. Таким образом в конечном счете при наличии тушения абсолютная интенсивность спектральных линий должна зависеть от формы линий.

Естественно, что тушение будет расти с током и давлением, поскольку с ростом этих величин растет β_r и уменьшается A_r .

Для количественного учета тушения удобнее пользоваться методом, основанным на энергетических соображениях.

Дело заключается в том, что применение формулы (24) требует предварительного определения A_r . Вероятность A_r легко определяется при бесселевском распределении атомов по сечению разряда, но ее определение связано с весьма серьезными трудностями; при большом тушении распределение уже отклоняется от бесселевского. В этом случае вероятность A_r не постоянна по сечению и может быть получена только путем разложения решения уравнения (10) в ряд по функциям Бесселя.

С другой стороны, совершенно очевидно (34), что

$$I_r = W_I - W_{II}, \quad (25)$$

где W_I — мощность, затрачиваемая на удары первого рода; W_{II} — мощность, возвращаемая электронам при ударах второго рода.

При наличии тушения, вызванного соударениями второго рода с атомами и молекулами (γ_a), картина будет совершенно аналогичной.

Все величины мы относим, как и в первом разделе, к единице длины столба разряда.

Воспользовавшись уравнением (25), мы получим, что

$$I_r = \left[\alpha n - 2\pi \int_0^a \beta_r n_r(r) r dr \right] h\nu, \quad (26)$$

где $n_r(r)$ — концентрация излучающих атомов.

Уравнение (26) можно в случае максвелловского распределения электронов несколько упростить (29), но мы на этом не будем здесь останавливаться.

Уравнение (26) справедливо и при сильном тушении, когда уже нельзя говорить об одном и том же A_r для различных атомов в разряде, и поэтому нельзя пользоваться формулой (23).

Из уравнения (26) следует, что для учета тушения необходимо знать концентрацию излучающих атомов и ее распределение по сечению разряда. Этот вопрос более подробно рассмотрен нами в другом месте (29).

На фиг. 2 и 3 сплошные кривые изображают результаты расчетов, сделанных при помощи уравнения (26). Мы видим, что начиная с 0,1 mm Hg тушение ударами второго рода уже должно заметно влиять на интенсивность резонансных линий ртути. Однако из кривой на фиг. 3 трудно сделать однозначный вывод.

К сожалению, насколько нам известно, вопрос о тушении излучения в разряде еще совершенно не изучен экспериментально. Имеющиеся работы по тушению излучения относятся к условиям оптического возбуждения, где механизм тушения несравненно более простой (62).

Следует указать, что при сильном тушении результаты расчетов, выполненных при помощи уравнения (23), не могут претендовать на большую точность, поскольку вычисляется небольшая разность двух больших величин.

Переходим к вопросу о влиянии диффузии излучения на интенсивность линий, поглощаемых возбужденными атомами. Если ряд линий имеет общий верхний уровень, то даже в отсутствии тушения диффузии излучения сильно влияет на интенсивность отдельных линий. Благодаря реабсорбции происходит перераспределение энергии внутри такой группы линий.

Здесь мы ограничимся лишь двумя характерными примерами, показывающими, насколько велико влияние реабсорбции на интенсивность нерезонансных линий даже в разряде при низком давлении, (На роли реабсорбции в разряде высокого давления мы остановимся в другом разделе). В табл. 4 приведены данные для соотношения интенсивностей в видимом триплете ртути (37).

Условия	5461 Å	4358 Å	4047 Å
Теоретические	100	150	67
3 А; $3 \cdot 10^{-3}$ mm Hg $\perp$	100	350	100
3 А; $3 \cdot 10^{-3}$ mm Hg $\parallel$	100	456	153

Теоретические данные соответствуют излучению изолированного атома и вытекают из правила сумм. Мы видим, что в ртутном разряде низкого давления происходит резкое перераспределение энергии в видимом триплете, причем, как и следовало ожидать, эффект больше при наблюдении вдоль разряда ($\parallel$), чем в направлении, перпендикулярном оси разряда ($\perp$). Диаметр разрядной трубки был 5 см, длина 20 см.

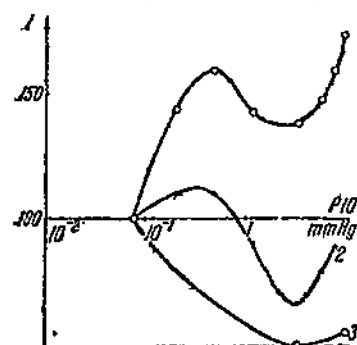
Из данных табл. 4 видно, что в исследованных условиях разряда наибольшей реабсорбцией обладает линия 5461 Å. Этот результат хорошо согласуется с результатами абсорбционных измерений и объясняется большой концентрацией атомов на уровне 6^3P_2 (см. разд. II).

Между прочим наличие сверхтонкой структуры у уровня 7^3S_1 делает неточным рассмотрение линий видимого триплетта как линий с одним общим верхним уровнем (6^3). Влияние сверхтонкой структуры на соотношение интенсивностей в триплете еще не изучено, но во всяком случае сверхтонкая структура не может вызывать эффекты, зависящие от направления наблюдения.

Поэтому данные табл. 4 свидетельствуют действительно о влиянии реабсорбции.

Другим примером влияния реабсорбции является зависимость интенсивности отдельной линии триплетта от давления и величины тока.

На фиг. 13 приведена зависимость интенсивности линии 5461 Å от давления при постоянной величине тока (3 А) (6^3). Кривая 1 изображает ход интенсивности при наблюдении вдоль разряда, кривая 2 — при направлении наблюдения, перпендикулярном оси разряда, и кривая 3 дает отношения ординат кривой 2 к ординатам кривой 1. Для удобства все три кривые совмещены в начальной точке. Таким образом кривые 1 и 2 раз-



Фиг. 13. Влияние реабсорбции на ход интенсивности линии 5461 Å с давлением. Кривая 1 — наблюдение вдоль разряда; кривая 2 — наблюдение поперек разряда; кривая 3 — отношение 2 к 1.

личаются только условиями реабсорбции (1 соответствует реабсорбции большей, чем 2). Мы видим, что реабсорбция вызывает сильную деформацию исследованных кривых. Реабсорбция сильно уменьшает глубину наблюдаемого минимума интенсивности и усиливает начальный рост интенсивности. Кривая 3 показывает, что вплоть до минимума интенсивности реабсорбция падает, а затем начинает медленно расти.

Следует подчеркнуть, что в исследованных условиях разряда тушение ударами второго рода линий, начинающихся с верхних уровней возбуждения, практически отсутствует. Поэтому на суммарную интенсивность всей группы таких линий с общим верхним уровнем реабсорбция не должна оказать заметного влияния. Этим обстоятельством иногда выгодно пользоваться при исследовании разряда (см. ниже).

Из приведенных выше соотношений следует, что вообще, чем выше уровень возбуждения, с которого начинается линия, тем при более высоких плотностях тока и давления начинает сказываться ее тушение ударами второго рода. Это учитывалось при описанных выше измерениях в продольном магнитном поле.

г) К вопросу об экспериментальном доказательстве существования отрицательной абсорбции. Настоящий раздел посвящен краткому рассмотрению в свете изложенных выше соображений теории экспериментов, доказывающих существование отрицательной абсорбции (или, что то же, отрицательной дисперсии).

Если концентрация возбужденных атомов не зависит от освещения, то количество поглощенной в бесконечно тонком слое энергии будет пропорционально $1 - \frac{N_k g_j}{N_j g_k}$, где второй член как раз соответствует отрицательной абсорбции. Поглощение уменьшается за счет увеличения числа актов испускания, вызванных отрицательной абсорбцией.

Если концентрация возбужденных атомов зависит от освещения, то вопрос значительно усложняется.

На первый взгляд может показаться, что в отсутствии тушения отрицательная абсорбция вообще никак не скажется. Ведь существование отрицательной абсорбции эквивалентно увеличению вероятности испускания, но если нет тушения, то вероятность испускания никак не влияет на интенсивность излучения (см. первый и предыдущий разделы).

Последнее совершенно справедливо для полного потока излучения, испускаемого по всем направлениям. Однако в направлении падающего пучка благодаря направленности актов отрицательной абсорбции должно наблюдаться увеличение интенсивности. За счет отрицательной абсорбции произойдет перераспределение излучения по углам. Наличие тушения только увеличит эффект. Поэтому необходимо указать, что, рассматривая ранее этот же вопрос, мы переоценивали роль тушения.

Нетрудно показать, что при наличии тушения поправка, вызванная отрицательной абсорбцией, будет выглядеть так:

$$\frac{(1-a) A_r + B}{A_r' + B} \frac{N_k}{N_j} \frac{g_j}{g_k},$$

где A_r' — вероятность испускания увеличения благодаря отрицательной абсорбции; B — вероятность тушения, a — телесный угол, захватываемый приемником излучения.

Приведенное соотношение показывает, что для экспериментального обнаружения отрицательной абсорбции нужно прежде всего создать условия, при которых a мало, такие условия ослабят также влияние флуоресценции разряда. Благоприятным условием для наблюдения отрицательной абсорбции является большая величина B , т. е. сильное тушение.

Далее для прямого доказательства существования отрицательной абсорбции желательно было бы получить для указанной поправки величину, большую единицы. Для этого нужно, чтобы $\frac{N_k}{N_j}$ превышало отношение статистических весов $\frac{g_j}{g_k}$.

Последнее еще ни разу не наблюдалось в разряде, несмотря на то, что такое соотношение концентраций в принципе может быть осуществлено. Конечно, при этом нельзя идти по линии увеличения тока, здесь максимальное отношение концентраций будет бoльцмановским, т. е. нужное нам неравенство не возникает.

Нам кажется, что реальным, но трудным путем для получения нужных условий является использование опять-таки молекулярных примесей для избирательного разрушения нижних уровней. Как известно, здесь наблюдаются при ударах второго рода достаточно резкие резонансные эффекты (64). Неизбежное при этом тушение излучения, как показано было выше, также является полезным. Расчет условий экспериментов может быть произведен тем же методом Росселенда, который был использован при получении формулы (9).

При таких экспериментах мы получим интенсивность выходящего излучения большую, чем падающего, и можно было бы говорить о прямом экспериментальном доказательстве существования отрицательной абсорбции.

г) Ступенчатое возбуждение. Переходим к важному вторичному процессу, связанному с наличием больших концентраций возбужденных атомов в разряде. Этот процесс — ступенчатое возбуждение.

Во многих работах уже давно делались качественные указания на большую роль ступенчатых процессов возбуждения в разряде при высоких плотностях тока и давлениях.

Однако количественные данные о вероятности этих процессов отсутствовали.

При наличии ступенчатого возбуждения интенсивность спек-

тральной линии вместо (4) определится следующим соотношением (мы будем считать, что тушением можно пренебречь):

$$I_v = 1,8 \cdot 10^8 N_e \sqrt{T_e} [n Q_{12}(V_m) f_1(T_e, V_a, V_m) + n_a Q_{12}(V_{ma}) f_{1a}(T_e, V_a, V_{ma})], \quad (27)$$

где n_a — концентрация возбужденных атомов; $Q_{12}(V_{ma})$ — эффективное сечение возбужденных атомов для ударов первого рода; f_{1a} — фактор, определяемый формулой (13).

Из уравнения (27) следует, что поскольку, вообще говоря, n_a растет с N_e , интенсивность спектральной линии даже при постоянных n и T_e уже не будет пропорциональна N_e . Если n_a пропорционально N_e , то интенсивность линии будет зависеть от N_e следующим образом:

$$I_v = a N_e + b N_e^2, \quad (28)$$

где a и b — константы (при постоянных электронной температуре и плотности газа).

Совершенно аналогичные эффекты наблюдались Вудом и Гавиола (65) при оптическом возбуждении паров ртути.

Производя измерение хода интенсивности с N_e при постоянных n и T_e , мы можем количественно установить роль процессов ступенчатого возбуждения по отклонениям от закона простой пропорциональности. Далее, если нам известны все величины кроме $Q_{12}(V_{ma})$, то мы сможем определить и эту атомарную характеристику.

При экспериментальном осуществлении указанного пути исследования ступенчатых процессов мы остановились на ртутном разряде низкого давления (10^{-3} mm Hg).

Выбор был сделан по следующим соображениям.

Ртутный атом обладает двумя метастабильными состояниями, что обеспечивает значительную концентрацию возбужденных атомов в разряде.

В ртутном разряде низкого давления можно менять N_e в довольно широких пределах, оставляя n и T_e постоянными, причем N_e и T_e известны нам из зондовых измерений Клярфельда (15). Надо подчеркнуть, что N_e не пропорционально величине тока, как это часто считают, а растет несколько быстрее, чем ток (39).

Ясно, что учет последнего обстоятельства в наших экспериментах был совершенно необходим, поскольку исследовались отклонения от линейности.

При помощи абсорбционных измерений в ртутном разряде низкого давления было определено n_a . Наконец, для ртутного атома известна $Q_{12}(V_m)$, что позволяет определить $Q_{12}(V_{ma})$.

Мы исследовали роль процессов ступенчатого возбуждения в общем механизме возбуждения уровня 7^3S_1 , с которого начинается видимый триплет ртути (5641 Å, 4358 Å и 4047 Å).

Ступенчатое возбуждение при этом должно происходить преимущественно за счет атомов на уровнях $6^3P_{0,1,2}$. Поэтому мы

прежде всего абсорбционным методом определили число атомов на этих уровнях при различных N_0 .

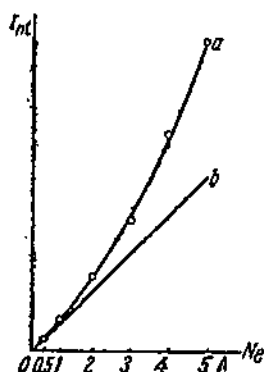
Оказалось, что при исследованных условиях I_a строго пропорционально N_0 (фиг. 9). Следовательно, интенсивность должна удовлетворять уравнению (28).

Следует, однако, подчеркнуть, что при этом речь должна идти не об интенсивности одной из линий видимого триплета, а о суммарной интенсивности всех трех линий.

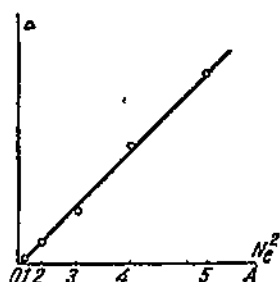
Объясняется это тем, что на интенсивность отдельных линий должна оказывать сильное влияние реабсорбция (см. ниже).

На фиг. 14 отложена суммарная интенсивность триплета, как функция N_0 .

Мы видим, что интенсивность растет значительно быстрее, чем по закону простой пропорциональности. Если мы проведем через начало координат прямую, ка-



Фиг. 14. Влияние величины тока на суммарную интенсивность видимого триплета.



Фиг. 15. Пропорциональность между числом актов ступенчатого возбуждения и квадратом концентрации электронов.

сающуюся кривой в начальной точке, то разности между ординатами кривой и прямой представляют интенсивности, возбужденные ступенчатым образом.

Из уравнения (28) следует, что эти разности должны быть пропорциональны N_0^2 . На фиг. 15 по оси абсцисс нанесены N_0 , по оси ординат — указанные разности Δ .

Мы видим, что экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую прямую.

Это убедительно свидетельствует о правильности нашего толкования кривой на фиг. 14, и мы можем перейти к определению $Q_{12}(V_{ma})$ из результатов наших измерений.

При этом нам необходимо знать $Q_{12}(V_m)$ для нормального атома и форму функции возбуждения для процессов возбуждения уровня 7^3S_1 с уровней $6^3P_{0,1,2}$.

Надежные данные о $Q_{12}(V_m)$ имеются в работе Ганле и

Шаффернихта (66). Из данных Ганле и Шаффернихта следует, что

$$Q_{12}(V_m) = 1,2 \text{ см}^2/\text{см}^3 \text{ (при } 1 \text{ mm Hg } 0^\circ \text{ C)}.$$

О форме функции возбуждения мы довольно уверенно судим на основании общих соображений, справедливость которых проверена многочисленными экспериментами.

В нашем случае происходит возбуждение триплетного уровня 7^3S_1 с триплетных же уровней $6^3P_{0,1,2}$, т. е. при возбуждении не происходит электронного обмена (как это имеет место при возбуждении нормальных атомов 6^1S_0 до 7^3S_1).

Отсюда следует, что форма функции возбуждения должна быть тождественна с формой функции возбуждения нормальных атомов (6^1S_0) до синглетных уровней.

Можно сказать, что при ступенчатом возбуждении с триплетных уровней все уровни меняют свою мультиплетность, это обстоятельство надо всегда учитывать при анализе роли формы функций возбуждения в разряде.

Таким образом мы можем положить, что

$$V_{ma} - V_{aa} \approx 10,$$

как у всех обычных функций возбуждения синглетных уровней атома ртути.

Пользуясь указанными данными и $T_e = 2,3 \text{ V}$, определенной Клярфельдом (15), мы получим, что

$$Q_{12}(V_{ma}) \approx 12,5 \text{ см}^2/\text{см}^3 \text{ (при } 1 \text{ mm Hg } 0^\circ \text{ C)}.$$

Полученное значение близко к значению, полученному Арнотом и Бейнзом (4) для аналогичного процесса — возбуждение 6^1P_1 из нормального состояния 6^1S_0 — $15 \text{ см}^2/\text{см}^3$. Это согласие свидетельствует о реальности полученной величины.

Мы видим, что $Q_{12}(V_{ma})$ на порядок превышает $Q_{12}(V_m)$, чем и объясняется значительная роль кумулятивных актов в возбуждении линий видимого триплета ртути.

Следует указать, что большая роль ступенчатого возбуждения объясняется именно этим обстоятельством, а не преобладанием более медленных электронов, поскольку «приведенные» концентрации на промежуточных уровнях всегда меньше единицы.

При равных $Q_{12}(V_m)$ и $Q_{12}(V_{ma})$ в лучшем случае (при $Y_a = 1$) число актов прямого возбуждения могло стать равным числу актов прямого возбуждения. Это непосредственно вытекает из формулы (27) и максвелловского распределения электронов по скоростям. Ведь число актов ступенчатого возбуждения пропорционально произведению из числа электронов на концентрацию возбужденных атомов. На последнее обстоятельство не обращают обычно достаточного внимания.

Из фиг. 14 мы видим, что даже при низком давлении и сравнительно небольших плотностях тока ($0,6 \text{ A}/\text{см}^2$) уже при-

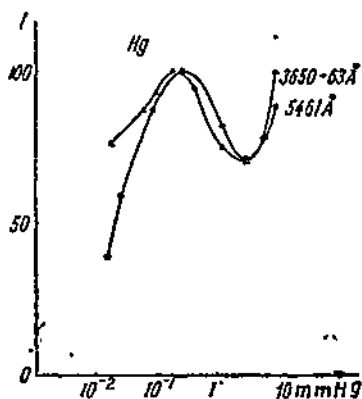
мерно 50% интенсивности линий видимого триплета обусловлено ступенчатым возбуждением.

Ступенчатое возбуждение сильно сказывается на зависимости интенсивности излучения от давления. На фиг. 16 и 17 приведены кривые, полученные для нескольких линий ртути и кадмия (63).

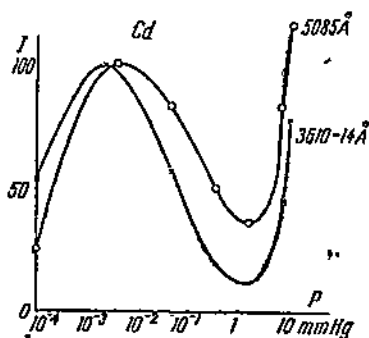
Эти данные получены при постоянной величине тока, равной 3 А.

Существование первого максимума интенсивности вытекает из формулы (4), так как с ростом давления, с одной стороны, растет концентрация электронов, с другой — падает электронная температура.

Однако количественный расчет, сделанный для ртути при помощи этой формулы на основании данных зондовых измерений,



Фиг. 16. Влияние давления на интенсивность ртутных линий 5461 Å и 3650—65 Å.



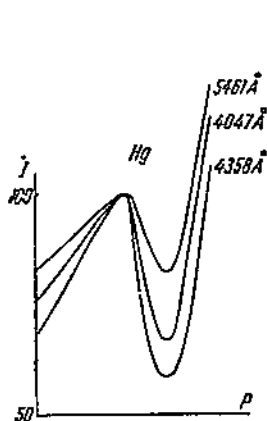
Фиг. 17. Влияние давления на интенсивность кадмиевых линий 5085 Å и 3610—14 Å.

приводит к неверному результату. Согласно этому расчету максимум интенсивности должен был бы существовать при давлении, примерно на порядок величины меньшем, чем это наблюдается на опыте. Таким образом имеется причина, замедляющая действие спада электронной температуры на интенсивность излучения. Такой причиной безусловно является ступенчатое возбуждение, влияющее как раз в этом направлении. Точный количественный расчет с учетом процессов ступенчатого возбуждения приводит в данном случае, к сожалению, к весьма громоздким соотношениям.

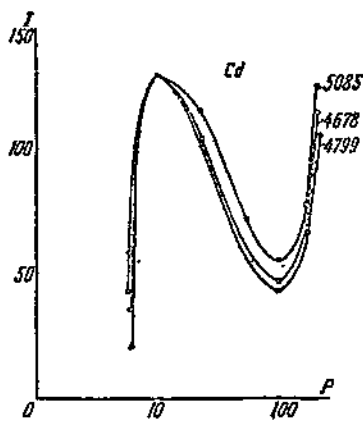
Из фиг. 16 и 17 видно, что вторичные процессы слабее сказываются в случае кадмия, чем в ртути. Кроме того, из формулы (4) следует, что линии с более высокими потенциалами возбуждения должны обладать более глубокими минимумами интенсивности. В кадмии, как видно из фиг. 17, этот вывод оправдывается, в ртути — нет (фиг. 16). Напомним, что рассмотренные кривые для ртути еще сильно искажены влиянием реаб-

сорбции (см. предыдущий параграф). Например, реабсорбция вызывает различия в ходе интенсивностей линий с общим верхним уровнем. На фиг. 18 и 19 изображен ход линий видимых триплетов ртути и кадмия. Мы видим, что благодаря реабсорбции ход линий триплетов различен, причем влияние реабсорбции в случае ртути больше, чем у кадмия, несмотря на большую глубину минимумов у последнего.

Полученные результаты типичны для всех элементов с синглетно-триплетной структурой спектра. Особенно велика роль ступенчатых процессов должна быть в разрядах, происходящих в инертных газах. Доргело (67) еще в 1925 г. показал из чисто



Фиг. 18. Влияние давления на интенсивность линий видимого триплет-та ртути.



Фиг. 19. Влияние давления на интенсивность линий видимого триплет-та кадмия.

энергетических соображений, что видимое излучение неоновом разряда должно возбуждаться преимущественно ступенчатым образом.

Между прочим тем самым объясняется рост концентрации на верхних уровнях возбуждения гелия, наблюдавшийся Леви (68).

Если бы возбуждение этих уровней происходило непосредственно из нормального состояния, то спад электронной температуры (рассмотренный в параграфе «а» настоящего раздела) должен был вызвать крутой спад концентрации на этих уровнях. Число же актов ступенчатого возбуждения растет, несмотря на спад n_a , а поскольку V_{aa} равно всего двум-трем вольтам.

Увеличение числа актов ступенчатого возбуждения сопряжено с увеличением светоотдачи разрядов в таких веществах, как ртуть и неон (69).

Поэтому была сделана попытка усилить роль процессов ступенчатого возбуждения искусственным способом — наложением магнитного поля. Оказалось, что при наложении на разряд магнитного поля специального вида, обладающего значительными радиальными компонентами, действительно происходит резкое

перераспределение энергии в спектре в пользу видимых линий (70).

На фиг. 20 изображены результаты измерений.

По оси абсцисс отложены величины тока в соленоидах, вызывавших магнитное поле. По оси ординат отложены интенсивности видимых линий в условных единицах и яркость люминесцирующего зонда. Яркость зонда пропорциональна интенсивности резонансного ультрафиолетового излучения.

Действие магнитного поля эквивалентно в смысле увеличения числа актов ступенчатого возбуждения повышению тока или давлению. При этом происходит увеличение светоотдачи ртутного разряда низкого давления более чем в два раза.

Таким образом применение радиального магнитного поля является новым методом повышения светоотдачи газового разряда.

К сожалению, магнитное поле вызывает заметные эффекты только при весьма низких давлениях, когда абсолютная величина светоотдачи мала.

До сих пор мы говорили лишь о влиянии кумулятивных процессов на суммарное излучение разряда. В заключение следует кратко остановиться на том, как могут влиять кумулятивные процессы на радиальное строение положительного столба.

Объемная плотность излучения линий, возбуждаемых преимущественно ступенчатым образом, должна быть пропорциональна J_0^2 (μ, x) (при распределении возбужденных атомов и электронов по функции Бесселя).

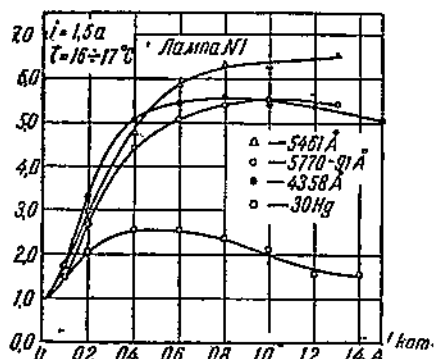
Для наблюдаемой сбоку яркости столба получится функция, также весьма близкая к J_0^2 (μ, x). В отличие от самой функции Бесселя ее квадрат дает уже более острую кривую с перегибом. Таким образом в свете линий, возбуждаемых ступенчатым образом, должна наблюдаться некоторая контракция столба разряда уже в таких условиях, когда еще не возникает заметный радиальный градиент плотности паров.

В связи с этим весьма интересным было бы количественное детальное исследование распределения яркости в столбе разряда в самом начале контракции.

Естественно, что при этих экспериментах придется считаться с возможным влиянием реабсорбции и внести поправки на отражение стенками разрядной трубки.

* * *

Кроме разобранных в настоящем разделе имеется еще ряд



Фиг. 20. Влияние радиального магнитного поля на интенсивность линий. Зонд соответствует резонансным линиям.

весьма интересных вторичных процессов, играющих большую роль в разрядах, происходящих в смесях паров и газов. Здесь прежде всего надо отметить возбуждение при ударах второго рода между различными атомами (71) и между ионами и атомами (72) и молекулами (73).

Однако, как уже указывалось в самом начале, наши исследования были пока ограничены областью чистых паров и газов или таких смесей, где один из газов играл совершенно пассивную роль (см. разд. I).

IV. ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ РАЗРЯДА КАК ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ

В настоящем разделе мы рассмотрим вопросы, связанные с излучением разряда, происходящего в условиях, близких к температурному равновесию. Мы увидим, что здесь опять наступает известное упрощение картины оптических свойств разряда и появляется возможность некоторых количественных расчетов.

Наиболее сложным является вопрос об излучении разряда при «средних» токах и давлениях, когда, как показано было в третьем разделе, вторичные процессы играют значительную роль, но не наступило еще равновесие.

а) Больцмановский излучатель. При достаточно больших токах или давлениях наступает равновесие между ударами первого и второго рода и возбужденные атомы распределены по уровням согласно закону Больцмана:

$$n_a = n \frac{g_a}{g} e^{-\frac{v_a}{T_e}}. \quad (29)$$

В таких условиях вероятность испускания не влияет на концентрацию излучающих атомов, поскольку продолжительность жизни определяется ударами второго рода. Если при этом реабсорбция излучения не играет заметной роли, то интенсивность спектральной линии определяется следующим простым соотношением:

$$I_\lambda = n \frac{g_a}{g} e^{-\frac{v_a}{T_e}} A_\lambda h\nu, \quad (30)$$

где A_λ — вероятность спонтанного испускания изолированного атома или молекулы.

Орнштейн такой разряд очень удачно назвал «больцмановским излучателем» (74). Наиболее важным примером такого излучателя является угольная дуга в воздухе, если речь идет о спектральных линиях небольших примесей в углях.

Как показал С. Л. Мандельштам (75), при пользовании формулой (30) необходимо учитывать ионизацию, которая в данных условиях может приводить к весьма значительному уменьшению n для примесей и тем самым и значительному уменьшению n_a и I_λ .

Мы остановимся лишь на одном вопросе, связанном с бальмановскими излучателями.

Орнштейн и его сотрудники из соотношений интенсивностей в молекулярных полосах дуги при помощи формулы (30) определяли температуру разряда (76).

С другой стороны, вводя в угли различные металлы в виде примесей, они из отношений интенсивностей линий этих металлов определяли соотношения между A , для различных переходов (77).

При этом используется опять-таки формула (30), но температура уже известна из измерений молекулярных полос.

Мы хотели обратить внимание на одно серьезное обстоятельство, которое до сих пор не учитывалось при определении A , указанным методом. Вместе с тем это обстоятельство должно искажать получаемые экспериментально отношения для A . Возникновение высоких температур в разряде неразрывно связано с возникновением сильного спада температур от оси разряда к краю.

Поэтому, когда мы измеряем интенсивность спектральной линии, испускаемой всем разрядным столбом (как это делается в опытах Орнштейна и его сотрудников), мы измеряем суммарное излучение, доходящее от различных частей разряда, обладающих различными температурами.

Только в том случае, если можно ввести какую-то «эффективную температуру» разряда, можно применять непосредственно формулу (30). Кроме того, эта эффективная температура может быть различной для атомарных и молекулярных линий.

Для наглядности зададимся определенным видом зависимости между температурой и расстоянием от оси разряда:

$$\ln T = A - Br^2. \quad (31)$$

Пользуясь уравнениями (31) и (30), можно подсчитать полное число излучающих атомов, приходящихся на единицу длины столба и определяющих интенсивность спектральной линии:

$$N_a = \frac{C}{V_a} \frac{g_a}{g} e^{-\frac{V_a}{T_m}}, \quad (32)$$

T_m — температура на оси разряда.

Из (32) следует, что соотношение интенсивностей двух линий определяется так:

$$\frac{I_{\lambda 1}}{I_{\lambda 2}} \approx \frac{V_{a2}}{V_{a1}} e^{-\frac{V_{a1} - V_{a2}}{T_m}}, \quad (33)$$

тогда как из (30) следует:

$$\frac{I_{\lambda 1}}{I_{\lambda 2}} \approx e^{-\frac{V_{a1} - V_{a2}}{T_m}}. \quad (34)$$

Различие между (33) и (34) состоит в том, что в (34) входит отношение потенциалов возбуждения.

Только в том случае, если

$$V_{a1} - V_{a2} \ll V_{a1}, \quad (35)$$

можно ввести эффективную температуру

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_m}{1 + \frac{T_m}{V_{a1}}} \quad (36)$$

и применять формулу (34).

Например, для линий щелочных металлов, исследованных Ориштейном и Кеем (77), отношение потенциалов возбуждения весьма заметно отличается от единицы.

Учет же этого фактора вызовет изменения в определенных ими соотношениях для A .

Укажем, что разобранный нами пример имеет довольно широкое значение, поскольку различие между уравнениями (33) и (34) не зависит от величины B , т. е. не зависит от конкретной величины градиента температуры в разряде.

Обычно считают, что в свете слабых линий разряд всегда может рассматриваться как больцмановский излучатель независимо от того, принадлежат ли эти линии основному веществу или примеси. В качестве достаточного условия выставляется малость величины реабсорбции для этих линий.

В следующем разделе будет показано, что этот вопрос совсем не так прост, ибо зачастую интенсивность слабой линии тесно связана с интенсивностью яркой линии, обладающей большой реабсорбцией.

б) Ртутный разряд высокого давления как черный излучатель. У разрядов в парах ртути или аналогичных металлов при определенных давлениях положительный столб начинает контрагироваться. С началом контракции связано начало крутого роста интенсивности излучения. Минимумы кривых на фиг. 15 и 16 как раз соответствуют началу резкого стягивания положительного столба.

В контрагированном столбе возникают высокие температуры газа благодаря большим упругим потерям электронов. Различие между температурой электронов и атомов уменьшается с ростом давления и общая температура растет (при постоянной величине тока). В контрагированном столбе температура вообще растет с ростом мощности, затрачиваемой на единицу длины положительного столба разряда. Этим и объясняется рост интенсивностей спектральных линий с ростом давления, изображенный на фиг. 15 и 16.

Уже в первых оптических работах (78) ртутный разряд высокого давления рассматривался как температурный излучатель. Однако делалось это без всякого обоснования и в весьма несовершенной форме. Серьезный шаг в развитии термической те-

рии. контрагированного столба был сделан Эленбаасом (79). Эленбаас применил к ртутному разряду соотношения, уже ранее использованные К. Комптоном и Л. Орнштейном в теории угольной дуги (80).

Наиболее существенным в термической теории является то, что концентрация ионов определяется по формуле Сага, а концентрация возбужденных атомов по формуле Больцмана.

Между прочим укажем, что при давлениях порядка 1 ат можно спокойно пренебречь влиянием ионизации на концентрацию возбужденных атомов [см., например, кривые на фиг. 4, в уже упоминавшейся работе Риве и Ромпе (40)], поскольку температура заведомо меньше $10\,000^\circ\text{K}$.

Естественно, что термическая теория будет давать правильные результаты только при равенстве температур электронов и газа. Расчет, произведенный Зоммермейером (81), показал, что в ртутном разряде высокого давления упругие потери электронов будут весьма велики и действительно должны нагреть пары до весьма высокой температуры.

В самое последнее время появилась работа Адамса и Бэрнса (82), в которой оспаривается термическая теория ртутного разряда. Указанные авторы считают, что в таком разряде электронная температура значительно выше газовой. Не останавливаясь подробно на неверном расчете, произведенном Адамсом и Бэрнсом¹, следует указать, что благодаря большим упругим потерям в разряде высокого давления не может существовать заметного различия между температурой электронов и газа.

В настоящее время можно считать с большой степенью достоверности, что в контрагированном столбе условия близки к тепловому равновесию между электронами и газом.

Также можно считать установленным, что температура газа убывает от оси разряда к стенкам.

Пока не имеется достаточных данных для количественного определения этого спада, но наличие большого градиента температур в радиальном направлении безусловно является одним из основных факторов, определяющих свойства разряда.

Расчет распределения температур, сделанный Эленбаасом, дает правильные порядки величин, но, конечно, носит весьма косвенный характер.

Эленбаас в своих расчетах делал две ошибки противоположного знака, пренебрегая реабсорбцией излучения и конвекцией тепла.

Реоабсорбция уменьшает величину потерь на излучение, а конвекция увеличивает тепловые потери.

¹ Адамс и Бэрнс считают, что температура газа в пределах контрагированного столба постоянна. Теоретически они это утверждение обосновывают путем обращения ленгмюровского расчета охлаждения нити в газе. Однако при этом упускается из виду, что обратной задачей является случай нити, окруженной газом, с источниками холода, распределенными в объеме газа, а не с внешней охлаждающей стенкой. Ведь в контрагированном столбе тепло выделяется в объеме (и при том неравномерно).

Для теории Эленбааса характерно то, что во всех вопросах, где играет роль полная мощность, расходуемая на единицу столба, мы получаем гораздо лучшее согласие с экспериментом (например, градиент), чем в вопросах, связанных с отдельными частями этой мощности (например, интенсивность излучения). Это вполне естественно, поскольку при подсчете полной мощности указанные выше ошибки несколько компенсируют друг друга.

Вопрос о роли конвекции неясен до сих пор, несмотря на появление обширной работы Кенти (83), в которой автор приходит к выводу, что конвекция совершенно не существенна. Однако подсчеты Кенти, так же как и Эленбааса, носят слишком косвенный характер и нуждаются в прямой экспериментальной проверке. Поэтому представляло бы значительный интерес экспериментальное определение распределения температур, но количественное разрешение этой задачи довольно затруднительно.

О распределении температур можно было бы судить довольно надежно по распределению яркости в контрагированном столбе, но, к сожалению, реабсорбция и здесь вносит серьезные искажения.

Чтобы свести влияние реабсорбции к минимуму, следует производить измерения в свете слабых сингулетных линий с высокими потенциалами возбуждения. На фиг. 21 изображены результаты измерений трех таких линий (84). Мы видим, что с ростом потенциала возбуждения кривые распределения суживаются. Аналогичный эффект наблюдали Фишер и Кениг (85) для группы триплетных линий. И в том и в другом случае давление паров превышало 1 ат.

Бэрнс и Адамс (86), измеряя группы триплетных линий при значительно более низком давлении, не обнаружили такого эффекта. Причиной этого, вероятно, являются отличные условия разряда и влияние реабсорбции (см. ниже).

Наблюдаемое на фиг. 21 различие в ходе кривых качественно хорошо согласуется с выводами термической теории, но количественно слишком велико.

Для линий, начинающихся с верхних уровней, кривые распределения должны быть весьма близки между собой (в пределах яркой части столба), так как разности их потенциалов возбуждения очень малы.

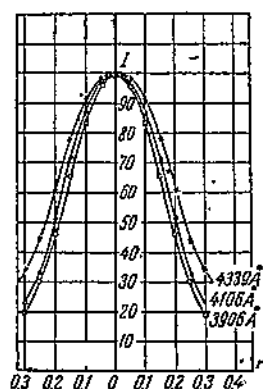
Поэтому кривые фиг. 21 пригодны только для приближенной оценки спада температур. Приближенный подсчет показывает, что в исследованных условиях разряда спад температур довольно близок к рассчитанному Эленбаасом.

Переходим к подробному рассмотрению роли реабсорбции в ртутном разряде высокого давления.

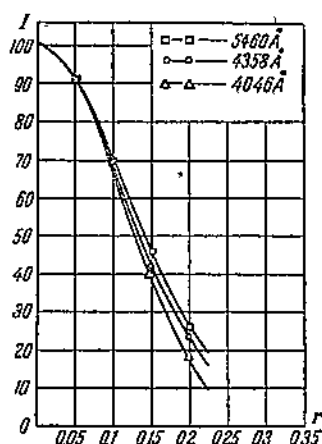
Эленбаас (87) считает, что реабсорбция может вызывать сильное уширение контрагированного столба благодаря флуоресценции краев. Фишер и Кениг (85), возражая против утверждения Эленбааса, указывают, что, несмотря на то, что согласно нашей оценке (89) линии видимого триплета обладают весьма раз-

личной реабсорбцией, кривые распределения для этих линий весьма близки между собой. Нетрудно показать, что возражения Фишера и Кениг основаны на недоразумении. Для этого достаточно только разобрать более подробно, как должна влиять реабсорбция на распределение яркости поперек разряда.

Здесь следует различать два эффекта, связанных с реабсорбцией. Первый эффект — это флуоресценция, возникающая в результате реабсорбции. Второй эффект — влияние реабсорбции на соотношение между распределением плотности излучения по сечению разряда и наблюдаемым распределением яркости. Как уже указывалось выше, для перехода от последнего к первому при-



Фиг. 21. Распределение яркости в контрагированном столбе ртутного разряда, в свете отдельных линий.



Фиг. 22. Распределение яркости в контрагированном столбе.

ходится решать интегральное уравнение, причем предполагается что реабсорбция отсутствует. На самом же деле, конечно, реабсорбция оказывает и здесь заметное влияние.

У линий с общим верхним уровнем первый эффект будет вызывать одинаковое уширение кривой распределения.

Ведь интенсивности таких линий пропорциональны одной и той же величине концентрации излучающих атомов на данном верхнем уровне. Поглощение любой из таких линий приводит к возбуждению всей группы линий. При этом за счет линий с большой реабсорбцией может происходить сильное уширение кривых для линий со слабой реабсорбцией, если только они имеют общий верхний уровень. Картина, аналогичная тому, что происходит в звездных туманностях, и тому, что наблюдалось при опытах с оптическим возбуждением (88).

Таким образом у линии с общим верхним уровнем может наблюдаться различие в кривых распределения только за счет вто-

рого эффекта, связанного с реабсорбцией. При этом уже будет сказываться только различие в спаде реабсорбции от центра к краям: чем сильнее спад, тем шире кривая.

Видимый триплет как раз является хорошим примером такой группы линий. На фиг. 22 изображен спад интенсивностей линий видимого триплета (84). Мы видим, что наиболее широкая кривая у линии $5461 \text{ \AA}$, затем идет линия $4358 \text{ \AA}$ и, наконец, наиболее узкая кривая — у линии $4047 \text{ \AA}$. Линия $5461 \text{ \AA}$ реабсорбируется атомами на уровне 6^3P_2 с потенциалом возбуждения $5,43$, линия $4358 \text{ \AA}$ — атомами на уровне 6^3P_1 — $4,81$ и линия $4047 \text{ \AA}$ — атомами на уровне 6^3P_0 — $4,66$.

Поэтому наиболее крутой спад концентрации поглощающих атомов от оси разряда к краям, а следовательно, и реабсорбции должен быть у $5461 \text{ \AA}$, затем идет линия $4358 \text{ \AA}$ и, наконец, $4047 \text{ \AA}$. Согласно сказанному выше соответственно должны относиться и ширины кривых распределения. Таким образом полученные результаты полностью объяснены. Фишер и Кениг, очевидно, предполагали, что у линий видимого триплета должны наблюдаться различия, связанные непосредственно с существованием первого реабсорбционного эффекта. Это, конечно, неверно, — по различиям в ходе линий с общим верхним уровнем вообще весьма трудно судить о полном влиянии реабсорбции на кривые распределения яркости по сечению.

Сказанное относится не только к линиям с общим верхним уровнем, но и к линиям, начинающимся весьма близких между собой уровней, ибо в разряде высокого давления соударения должны вызывать большое количество переходов между такими уровнями.

Указанными эффектами, очевидно, вызывается сильное влияние реабсорбции на распределение яркости желтой линии $5770-91 \text{ \AA}$. Последний эффект вызывал ранее недоумение, так как линия $5770-91 \text{ \AA}$ обладает весьма слабой абсорбцией и реабсорбцией (89). Ссылка Эленбааса (87) на форму линий не была в данном случае убедительной.

Можно с уверенностью утверждать, что реабсорбция оказывает сильное влияние на кривые распределения яркости многих линий ртутного спектра. Между прочим отсюда следует, что данными, относящимися к целым группам линий, измеренным совместно, надо пользоваться с большой осторожностью. Последнее обстоятельство не учитывалось Бэрнсом и Адамсом в упоминавшейся уже выше работе.

Переходим к вопросу о суммарных оптических характеристиках контрагированного столба.

Весь имеющийся в настоящее время экспериментальный материал свидетельствует о том, что ртутный разряд высокого давления близок по своим свойствам к черному излучателю (в свете наиболее интенсивных линий).

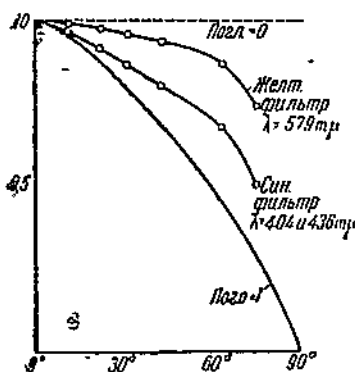
Перечислим по порядку основные факты.

Из отклонений в соотношениях интенсивностей от теорети-

ческих для ряда триплетов следует, что реабсорбция наиболее интенсивных линий превышает 70% (89).

Например, соотношение интенсивностей в видимом триплете равно 100:62:30 (60) вместо теоретического 100:150:67; соотношение интенсивностей линий 3655 и 3125 равно 100:115 вместо 100:353, наблюдавшемуся в гейслеровой трубке, и т. д.

Кривая углового распределения интенсивностей для линий



Фиг. 23. Кривые углового распределения интенсивностей ртутного разряда высокого давления.

видимого триплета близка к ламбертовской (90). На фиг. 23 по оси абсцисс отложены углы с осью разряда, а по оси ординат — интенсивности в условных единицах. Горизонтальная прямая соответствует отсутствию реабсорбции, пунктирная кривая соответствует черному телу.

Из фиг. 23 видно, что кривые углового распределения в свете различных линий различны. В соответствии с результатами абсорбционных измерений (90) желтая линия 5770—91 Å имеет более широкую кривую, чем линия видимого триплета. Таким образом цвет ртутной лампы зависит от угла наблюдения.

Укажем мимоходом еще на одну особенность кривых светораспределения ртутной лампы. Реабсорбция видимых линий обусловлена возбужденными атомами, поэтому форма кривых светораспределения зависит от их концентрации. Благодаря этому при питании переменным током у ртутных ламп происходят периодические изменения формы кривой светораспределения (91).

Третьим фактом в пользу выдвинутого выше утверждения является то, что расчет абсолютных интенсивностей при помощи формулы (31) приводит к значениям, превышающим экспериментальные во много раз. В табл. 5 в первой строке приведены теоретические значения, во второй строке — экспериментальные значения и в последней строке — отношения этих величин (89).

Таблица 5

Абсолютные интенсивности линий ртутного разряда

λ	2537 Å	4047 Å	4358 Å	5461 Å
I_0	$8,2 \cdot 10^3$	$4,1 \cdot 10^7$	$9,1 \cdot 10^7$	$6,2 \cdot 10^7$
I	$0,43 \cdot 10^7$	$0,71 \cdot 10^7$	$1,32 \cdot 10^7$	$1,72 \cdot 10^7$
$\frac{I_0}{I}$	$1,9 \cdot 10^3$	5,8	6,9	3,6

Табл. 5 свидетельствует о том, что ртутный разряд высокого давления в свете этих линий весьма удален по своим свойствам от болцмановского излучателя и близок к черному излучателю.

Делая такой вывод, мы считаем, что табл. 5 свидетельствует о малых значениях A_r в ртутном разряде, а не о переоценке температуры. Действительно, если бы причиной расхождения была преувеличенная оценка температуры, то она сказалась бы сильнее на видимом триплете, чем на резонансной линии, поскольку потенциал возбуждения триплета раза в полтора выше, чем у резонансной линии [см. формулу (30)].

Наконец, последним аргументом в том же направлении является то, что расчет абсолютной интенсивности линий триплета по формуле для черного излучения приводит к правильным результатам.

Интенсивность спектральной линии в этом случае определится формулой Вина:

$$I_{\lambda} = \frac{3,7 \cdot 10^{-5} S}{\lambda^5} e^{-\frac{1,43}{\lambda T}} \Delta\lambda, \quad (37)$$

где S — излучающая поверхность единицы длины столба разряда, $\Delta\lambda$ — эффективная ширина линий.

Насколько нам известно, одна из первых попыток применить формулу Вина к интенсивностям спектральных линий в разряде принадлежит Хольборту (92). Хольборт пытался определить температуру разряда из соотношения интенсивностей в отдельных спектральных сериях, но не получил удовлетворительных результатов. Неудача Хольборта объясняется двумя причинами: 1) он не учитывал, что формула Вина применима только к линиям с очень сильной реабсорбцией; 2) он не учитывал роль $\Delta\lambda$, входящего в формулу Вина; ясно, что $\Delta\lambda$ для различных линий должно быть различно.

Основное затруднение, возникающее при применении формулы (32) для вычисления абсолютной интенсивности линии, как раз и заключается в определении $\Delta\lambda$.

В качестве объектов для применения формулы (37) мы выбрали линии видимого триплета, испускаемого ртутным разрядом высокого давления, поскольку уже было установлено, что эти линии в таком разряде обладают очень большой реабсорбцией. Измерения формы линий при помощи трехпризменного спектрографа с большой дисперсией показали (93), что для линии 4358 Å эффективное $\Delta\lambda$ равно примерно 0,55 Å, а для 4047 Å $\Delta\lambda$ равно 0,40 Å. Из фиг. 21 мы видим, что радиус излучающей части разряда равен примерно 0,15. Площадь излучающей поверхности таким образом равна примерно 1 см².

Поскольку у нас имеются лишь косвенные данные о температурах в контрагированном столбе, мы применим уравнение (37) не для определения интенсивности линий, а наоборот, для оценки температур. Для определения температур при помощи уравнения (37) нам еще нужны данные об абсолютной интенсив-

ности линий 4047 Å и 4358 Å. Такие данные для близких условий разряда (Н) имеются в работе Бэрнса и Форсайта (94).

Из их данных следует, что

$$I_{4358} = 5,7 \cdot 10^7 \text{ эрг/сек}; I_{4047} = 2,8 \cdot 10^7 \text{ эрг/сек}.$$

Пользуясь этими данными и значениями для $\Delta\lambda$, приведенными выше, мы из уравнения (37) получаем для температуры два значения: 6 000° K (из интенсивности линии 4358 Å) и 5 800° K (из линии 4047 Å).

Полученные значения близки к величине, определенной ранее нами абсорбционным методом ($\sim 6 400^\circ \text{ K}$) (90), и к величинам, рассчитанным Эленбаасом и дающим правильные значения для степени ионизации паров в разряде.

Между прочим полученное при абсорбционных измерениях несколько преувеличенное значение для эффективной температуры объясняется тем, что линия 4047 Å обладает большей реабсорбцией, чем 5461 Å (89).

Следует указать, что одновременно с нами аналогичный расчет, но несколько в ином направлении, был выполнен Адамсом и Бэрнсом (86). У них получились несколько худшие результаты, так как они работали при значительно более низких давлениях.

Нам кажется, что все перечисленные выше факты убедительно свидетельствуют о близости ртутного разряда высокого давления (давление около 1 ат) к черному излучателю.

Тем самым мы приходим к парадоксальному на первый взгляд выводу, что ртутная лампа по своим оптическим свойствам не так уже резко отличается от лампы накаливания.

Различие состоит в основном в сильной селективности излучения ртутной лампы, но по мере роста давления, как мы увидим ниже, и это различие начинает уменьшаться.

с) О спектре, испускаемом ртутным разрядом сверхвысокого давления. В предыдущем параграфе мы уже видели, что вопрос об интенсивности излучения ртутного разряда высокого давления тесно связан с вопросом о форме спектральных линий.

Вместе с тем вопрос о форме спектральных линий в таком разряде весьма сложен. В отличие от разряда низкого давления, где форма линий практически определяется только эффектом Доплера, в разряде высокого давления на форму линий влияет целый ряд факторов и в первую очередь соударения различных видов (95).

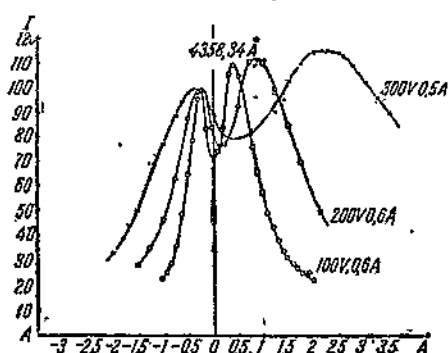
Особый интерес представляет форма линий при сверхвысоких давлениях (начиная примерно с 10 ат). При этих давлениях уширение спектральных линий даже не резонансных достигает колоссальных размеров.

На фиг. 24 и 25 приведены результаты измерений для двух линий 4046,54 и 4358,34 Å (63). По оси абсцисс — расстояния в ангстремах от центра несмещенной линии, испускаемой холодной лампой. Объектом измерений служила капиллярная лампа сверхвысокого давления. На кривых указано падение напряжения

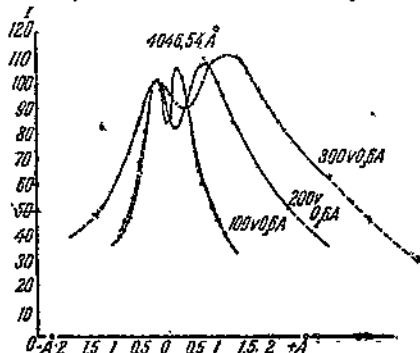
на лампе. Чем выше напряжение, тем больше давление. Мы видим, что с ростом давления уширение линии растет, причем происходит сдвиг линий в целом в красную сторону и форма линий асимметрична.

Аналогичный результат в смысле формы линий получен Грилле (96) для линии $5461 \text{ \AA}$ при режиме лампы, близком к исследованным режимам. Наоборот, для синглетных и интеркомбинационных линий был установлен симметрический характер уширения (97).

Полученные результаты показывают, что если для синглет-



Фиг. 24. Форма линии $4358,34 \text{ \AA}$, испускаемой ртутной лампой сверхвысокого давления.



Фиг. 25. Форма линии $4046,54 \text{ \AA}$, испускаемой ртутной лампой сверхвысокого давления.

ных линий уширение может быть объяснено эффектом Лорентца, вызванным электронами и ионами и резонансным взаимодействием состояний 6^1P_1 , то для триплетных линий играет существенную роль силовое взаимодействие и образование квазимолекул.

Уширение Лорентца указанного типа впервые было рассмотрено Унсом (98) при объяснении формы фраунгоферовых линий.

Вопрос о силовом взаимодействии еще недостаточно разработан, чтобы можно было говорить о количественной теории. Непосредственное применение теории Куна (99), как это делает В. де-Гроот (100), даже для резонансных линий вызывает сильные сомнения, так как речь идет об уширении при повышении давления основного, а не постороннего газа.

Насколько сложен вопрос о форме триплетных линий, показывает то, что даже при качественном объяснении существования самообращения линий мы наталкиваемся на затруднения (101).

При низких давлениях самообращение объясняется весьма просто — благодаря эффекту Доплера линия испускания шире, чем линия поглощения, так как поглощение происходит в наружном более холодном слое.

В разряде сверхвысокого давления уширение, вызванное доп-

плеровским эффектом, на порядки величин меньше, чем наблюдаемое на опыте уширение, и поэтому им можно пренебречь.

С другой стороны, взаимодействие с нормальными атомами будет давать большие эффекты для линий поглощения, чем для линий испускания, так как плотность нормальных атомов на краю разряда больше, чем на оси.

Таким образом самообращение линий в данном случае можно объяснить только взаимодействием с электронами, ионами или возбужденными атомами, так как их концентрация убывает от оси к краям.

Изложенное показывает, что вопрос о форме линий разряда сверхвысокого давления нуждается еще в дальнейшей теоретической разработке.

При увеличении давления быстро растет интенсивность непрерывных полос в спектре ртутного разряда. При этом в отличие от щелочных металлов (102) основную роль играют непрерывные полосы молекулярного происхождения (103), а не рекомбинационные континуумы у границ серий. Так как вместе с тем в таких условиях разряда объемная рекомбинация должна быть весьма значительна, то, очевидно, она происходит при тройных ударах (два электрона и один ион). Последнее, как будто, следует и из принципа макроравновесия.

В заключение подчеркнем только, что с увеличением давления благодаря уширению линий и усилению непрерывных полос спектр ртутного разряда начинает постепенно терять свою селективность, хотя еще и при самых высоких давлениях линии высоко поднимаются над непрерывным фоном (104).

У. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Излучение разряда при малых плотностях газа и электронов

1. Доказана возможность количественного расчета абсолютной интенсивности излучения и величины неупругих потерь для разрядов низкого давления. При этом получены результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными, для наиболее важных в практическом смысле разрядов низкого давления — натрового (натровая лампа) и ртутного (ртутные выпрямители).

2. При помощи соотношений, связывающих оптические и электрокинетические характеристики разряда, исследован оптическими методами механизм разряда и выяснено, в частности, влияние магнитного поля на концентрацию и энергию электронов.

2. Влияние вторичных процессов на излучение разряда

1. Дан подробный анализ механизма возбуждения метастабильных атомов в разряде при наличии вторичных процессов. При этом выяснен характер распределения метастабильных атомов по сечению разряда и установлены пределы применимости

обычного метода рассмотрения механизма возбуждения, основанного на предположении об аддитивном действии различных причин, разрушающих возбужденные атомы.

2. Доказана справедливость аналогии между диффузией атомов и квантов и найдены границы применимости этой аналогии. Тем самым результаты, полученные для метастабильных атомов, обобщены и на излучающие атомы.

3. Получены соотношения, позволяющие рассчитывать неупругие потери с учетом ударов второго рода с электронами.

4. Прямым экспериментальным методом определены абсолютные концентрации возбужденных атомов в ртутном разряде низкого давления. При этом установлено, что исследованные условия разряда весьма удалены от температурного равновесия и что распределение по уровням соответствует их функциям возбуждения.

5. Разработан новый метод определения концентрации возбужденных атомов, основанный на измерении соотношения интенсивностей излучения разряда по двум различным направлениям. Этот метод применен для исследования неоновых разрядов.

6. Показано, что в условиях опытов Ладенбурга и его сотрудников не могло наблюдаться наступление температурного равновесия и дано новое объяснение наблюдавшимся ими эффектам, основанное на изменении электронной температуры с током.

7. Количественно исследована роль процессов ступенчатого возбуждения в ртутном разряде и определена элементарная атомная константа — эффективное сечение ртутных атомов для процесса ступенчатого возбуждения.

При этом установлено, что большая роль процессов ступенчатого возбуждения объясняется, главным образом, величиной этого эффективного сечения, а не преобладанием медленных электронов.

3. Газовый разряд как равновесный излучатель

1. Выяснены условия существования эффективной температуры в газовых разрядах, являющихся бальмановскими излучателями.

2. Установлено, что реабсорбция оказывает весьма сильное влияние на оптические характеристики разряда даже в свете линий, соответствующих верхним переходам.

Соотношения интенсивностей в мультиплетах благодаря реабсорбции отклоняются от теоретических в несколько раз. Абсолютные интенсивности уменьшены также в несколько раз.

3. Благодаря различной величине реабсорбции наблюдается дисперсия кривых углового распределения интенсивностей. Реабсорбция вызывает два эффекта, влияющие на распределение яркости по сечению разряда — флуоресценцию и ослабление излучения, выходящего из слоя. Учет обоих эффектов позволяет объяснить все наблюдающиеся на опыте эффекты.

4. Показано, что ртутный разряд высокого давления в свете

наиболее ярких линий является черным излучателем и интенсивность его излучения определяется формулой Вина.

5. Получены количественные данные о форме линий в разряде сверхвысокого давления и дан анализ причин, могущих вызвать самообращение линий в таких условиях.

* * *

Выражаю глубокую благодарность Ф. Бутаевой, А. Канель, К. Паневкину, Г. Рохлину, И. Фабелинскому и И. Циргу, принявшим деятельное участие в выполнении значительной части изложенных выше работ.

Отдельно, с чувством глубокой признательности, я должен вспомнить моего погибшего товарища Валентина Львовича Пульвера, с которым пять лет тому назад мы начинали работы по исследованию разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. E. Townsend, *Phil. Mag.* 16, 729, 1933; *Druyvesteyn, Physica*, 10, 61, 1930; 1, 1003, 1934; Б. Давыдов, 6, 463, 471, 1936; P. Morse, W. Allis, E. Lamar, *Phys. Rev.* 48, 412, 1935; L. Ornstein, H. Brinkman, T. Hamada, *Proc. Amsterdam*, '39, 3, 1936.
2. См. напр., W. Hanle, K. Larche, *Angew. u. Ionisierung*-1933; N. Mott, H. Massey, *Theory of Atomic Collisions*, 1933; F. Arnot, *Collision processes in Gases*, 1933.
3. P. Bricout, *Journ. de Phys.*, 9, 88, 1928.
4. F. Arnot a. G. Baines, *Proc. Roy. Soc.* 151, 256, 1935.
5. В. Фабрикант и И. Цирг, *ДАН*, XVI, 279, 1937.
6. F. Mohler, *B. S. Journ. Res.*, 9, 493, 1932.
7. N. Morgulis, *Sov. Phys.* 5, 407, 1934.
8. L. Ornstein, H. Lindeman, J. Oldeman, *Zs. f. Phys.*, 83, 171, 1933.
9. В. Фабрикант, *ДАН*, XV, 451, 1937.
10. В. Фабрикант, *ДАН*, XVII, 245, 1937.
11. G. Latyscheff u. A. Leipunski, *Zs. f. Phys.*, 65, 111, 1930.
12. M. Druyvesteyn, N. Warmoltz, *Phil. Mag.*, 17, 1, 1934.
13. W. Christoph, *Ann. d. Phys.* 23, 51, 1935.
14. G. Haft, *Zs. f. Phys.*, 82, 73, 1933.
15. Б. Клярфельд, *Ж. Т. Ф.* 7, 1017, 1937. *Techn. Phys. USSR*, 4, 44, 1937.
16. F. Mohler, *B. S. Journ. Res.* 9, 493, 1932.
17. Г. Бете, *Квантовая механика простейших систем*. 1935 г., стр. 322.
18. См. напр. Р. Ладенбург, *У. Ф. Н.*, 14, 721, 1934. *Rev. Mod. Phys.* 5, 243, 1933.
19. Э. Рейхрудель, Г. Спивак *Sov. Phys.* 9, 655, 1936; *Ж. Э. Т. Ф.* 8, 319, 1938.
20. В. Фабрикант, Ф. Бутаева, И. Цирг, *Ж. Э. Т. Ф.* 7, 733, 1937.
21. H. Hörmann, *Zs. f. Phys.*, 97, 45, 1935.
22. К. Штермер, *Проблема полярных сияний*, 1933.
23. W. Schaffernicht, *Zs. f. Phys.*, 62, 106, 1930.
24. А. Слуцкий, *Ж. Т. Ф.*, 7, 1862, 1937 г.
25. F. Lewellyn Jones, *Proc. Phys. Soc.* 48, 513, 1936.
26. Э. Рейхрудель и Спивак *Ж. Т. Ф.* 3, 983, 1933. *Phys. Rev.* 42, 580, 1932, *Ann. d. Phys.* 17, 65, 1933, 6, 846, 1936; *Physica*, 3, 301, 1936; C. G. Found, *Phys. Rev.* 37, 100, 1937. F. Penning, *Zs. f. Phys.* 46, 335, 1927; L. Haadrick, O. Duffendak, *Phys. Rev.*, 35, 1421, 1930; 37, 736, 1934.
27. S. Rosseland, *Astrophys. Journ.*, 63, 218, 1926.
28. F. Arnot, M. M'Ewen, *Proc. Roy. Soc. A*, 920, 123, 1938.
29. В. Фабрикант, *Ж. Э. Т. Ф.*, 8, 549, 1938; *ДАН XIX*, 385, 389, 1938.

30. W. de Groot, *Physica*, 8, 23, 1928.
31. W. Schoffky, *Phys. Zs.* 25, 342, 635, 1924.
32. E. Milne, *Monthly Not. R. A. S.* 88, 496, 1928.
33. См., напр., А. Митчелл, М. Земанский II, Резонансное излучение и т. д. 1937 г.
34. F. Mohler, *B. S. Journ. Res.* 16, 227, 1936; 17, 45, 1936; 17, 849, 1936; H. Kohn, *Phys. Zs.* 29, 49, 1928; 33, 957, 1932.
35. Д. С. Рождественский, Аномальная дисперсия в парах натрия, 1912, Ж. Р. Ф. X. O., 44, 395, 1912. *Ann. de Phys.* 39, 307, 1912.
36. R. Ladenburg, *Zs. f. Phys.*, 48, 15, 1928; H. Kopfermann, R. Ladenburg, *Zs. f. Phys.* 48, 26, 1928; 48, 51, 1928; 65, 167, 1930; K. Schön, *Ann. d. Phys.* 28, 649, 1937; M. Kruse, *Zs. f. Phys.* 109, 312, 1938.
37. В. Фабрикант, Ф. Бутаева, И. Цирг, Ж.Э.Т.Ф. 7, 733, 1937, ДАН, XIV, 423, 1937.
38. К. Паневкин, Дипл. работа МЭИ, Москва 1938 г. (подг. к печати).
39. В. Фабрикант, Ф. Бутаева, И. Цирг, Ж.Э.Т.Ф. 8, 35, 1938 г.
40. K. Riewe, R. Rompe, *Zs. f. Phys.*, 111, 79, 1938.
41. F. Mohler, *Phys. Rev.* 1938.
42. W. Penney, *Phys. Rev.* 39, 467, 1932.
43. R. Wood, *Phil. Mag.*, 50, 775, 1925; 4, 466, 1927.
44. В. Фабрикант, К. Паневкин, ДАН, XX, 6, 1938 г.
45. K. Krebs, *Zs. f. Phys.* 101, 604, 1936.
46. См. (36).
47. R. Seeliger, R. Hirschert, *Ann. d. Phys.*, 11, 817, 1931.
48. J. S. Townsend, *Journ. Of Frankl. Inst.*, 200, 563, 1925.
49. А. Митчелл, М. Земанский, *ibid.* табл. 44.
50. K. Meissner, W. Graffunder, *Ann. Phys.*, 84, 1009, 1927.
51. M. Druyvesteyn, W. de Groot, *Physica*, 12, 153, 1932; W. de Groot, *Physica*, 12, 289, 1932; 13, 50, 1933.
52. W. de Groot, *Physica*, 1, 28, 1933.
53. K. Kompton, *Phys. Rev.*, 20, 283, 1922; *Phil. Mag.* 45, 752, 1923.
54. E. Milne, *Journ. Math. London. Soc.*, 1, 40, 1926.
55. W. Zemansky, *Phys. Rev.*, 34, 213, 1929.
56. E. Milne, *Monthly Not. R. A. S.* 81, 361, 1921.
57. А. Митчелл и Земанский, *ibid.* гл. III.
58. C. Kenty, *Phys. Rev.*, 42, 823, 1932; 43, 181, 1933.
59. В. Фабрикант, ИОМЕН, 1938 г.
60. W. Bärner, W. Flechsig, *ZS. f. Phys.* 67, 42, 1931.
61. S. Rosseland, *Theoretical Astrophysics*, 1936, Ch. 9, 22.
62. А. Теренин, Н. Прилежаева, *ZS. f. phys. Chem.*, B, 13, 721, 1931; H. Stuart, *Zs. f. Phys.* 32, 262, 1925; Stern, M. Volmer, *Phys. ZS.* 20, 183, 1919; M. Zemansky, *Phys. Rev.* 36, 919, 1930; J. Bates, *Journ. Amer. Chem. Soc.*, 52, 3825, 1930; 54, 569, 1932.
63. В. Фабрикант, А. Канель, Ф. Бутаева, *Sow. Phys.*, 10, 315, 1936.
64. См. напр. А. Митчелл и М. Земанский, *ibid.* рис. 60.
65. R. Wood, F. Gaviola, *Phil. Mag.* 6, 271, 352, 1928.
66. W. Hanle, W. Schaffernicht, *Ann. d. Phys.*, 6, 905, 1930.
67. H. Dorgelo, *Physica*, 5, 90, 1925.
68. S. Levy, *ZS. f. Phys.* 72, 578, 1931.
69. Б. Клярфельд, ИОМЕН 1936, и 1938 г.
70. В. Фабрикант, Г. Рохлин, ДАН XIX, 393, 1938, XX.
71. См. напр. С. Э. Фриш, ИОМЕН, 3, 431, 1936 г. W. Konowalow, S. Frisch, *Sow. Phys.*, 10, 111, 1936.
72. O. Duffendack, W. Gran, *Phys. Rev.*, 51, 804, 1937.
73. O. Duffendack, R. Evans, A. Roy, *Phys. Rev.*, 45, 807, 1934.
74. L. Ornstein, *Journ. de Phys.*, 4, 613, 1933; L. Ornstein, H. Brinkmann, *Physica*, 1, 797, 1934.
75. С. Л. Мандельштам, ДАН, XVIII, 559, 1938.
76. L. Ornstein, W. v. Wijd, *Proc. Amsterdam*, 33, 44, 1930; D. ter Horst, C. Krijgsman, *Physica*, 1, 114, 1934.
77. L. Ornstein, J. Key, *ZS. f. Phys.*, 85, 555, 1933; *Physica*, 1, 945, 1934; F. Chamuleau, *Physica*, 1, 518, 1934.

78. A. Pflüger, Ann. Phys., 26, 789, 1908; L. Grebe, Phys. ZS. 11, 1121, 1910; K. Küch, T. Retschinsky, Ann. Phys. 20, 563, 1903; 22, 595, 852, 1907.
79. W. Elenbaas, Physica, 1, 211, 678, 1934; 2, 45, 1935; De Ingenieur, 50, E 83, 1935; G. Heller, Physica, 6, 389, 1935, W. Uytendhoeven, Gasentladungslampen, 1938,
80. L. Ornstein, H. Brinkman, Physica, 1, 797, 1934.
81. K. Sommermeyer, Ann. Phys., 28, 240, 1937.
82. E. Adams, B. Barnes, Phys. Rev., 53, 556, 1938.
83. C. Kenty Journ. Appl. Phys., 9, 53, 1938.
84. Ф. Бутаева (в печати).
85. E. Fischer, H. König, Phys. ZS, 39, 313, 1938;
86. B. Barnes, E. Adams, Phys. Rev. 53, 545, 1938.
87. W. Elenbaas, Physica, 1, 678, 1934.
88. R. Wood, Proc. Roy. Soc., 106, 679, 1924, (см. также Rosseland's).
89. В. Фабрикант, Бюлл. ВЭИ 7, 13, 1935; Sow. Phys., 9, 383, 1936.
- ИОМЕН 3, 441, 1936; Фабелинский, Ж. Э. Т. Ф. 7, 741, 1937.
90. В. Фабрикант, В. Пульвер, ДАН 3, 435, 1934 г. Бюлл. ВЭИ 7, 32, 1934; Sow. Phys. 6, 521, 1934.
91. В. Фабрикант, О. Сафрай, Р. Аранович, Э.Т.Ф. 6, 1906, 1936 г.
- Techn. Phys. USSR, 3, 1, 1936.
92. E. Hulburt, Phys. Rev. 32, 593, 1928.
93. Ф. Бутаева, В. Фабрикант (в печати).
94. B. Barnes, W. Forsythe, J. Os. A. 27, 83, 1927.
95. H. Margenau, W. Watson, Rev. Mod. Phys., 8, 22, 1936.
96. L. Grillet, G. R. Paris, 204, 426, 1937.
97. R. Rompe, P. Schulz, ZS. f. Phys., 108, 654, 1938.
98. A. Unsöld, Physik. Sternatmosphären, 1938, 279.
99. H. Kuhn, Phil. Mag. 28, 987, 1935; Proc. Roy. Soc. 158. 212, 230, 1937.
100. W. de Groot, Zeeman Ztschr. 1935, 1935.
101. В. Фабрикант, Ф. Бутаева, Sow. Phys., 12, 761, 1937.
102. F. Mohler, C. Boeckner, B. S. Journ. Res. 2, 489, 1929, F. Mohler, Phys. Rev. 31, 187, 1928, 43, 374, 1933, H. Krefft, ZS. f. Phys. 77, 752, 1932.
103. F. Arnot, J. Milligan, Proc. Roy. Soc., A. 153, 359, 1936; W. Finkelburg Kontinuierliche Spektren, 1938, 9, 10
104. W. Elenbaas, Physica, 3, 859, 1936.
105. M. Laporte, Bull. Soc. franc. Physique, № 397, Journal de Physique 8, 12 S, 1937.

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ОСВЕЩЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Существующие источники света — лампы накаливания с вольфрамовой нитью — обладают небольшой экономичностью. Для лучших проекционных ламп она не превышает 25 lm/W, а для обычных ламп — не более 17 lm/W.

Наш глаз имеет максимальную чувствительность при длине волны 5500 Å. Если бы всю подводимую к источнику энергию можно было преобразовать в свет этой длины волны, то экономичность его была бы равна 620 lm/W. Свечение одноатомных газов и паров дает линейчатый спектр с различной интенсивностью линий; в спектре натрия, например, наиболее интенсивна резонансная желтая линия 5890—5896 Å. Если бы всю подводимую энергию к натриевому разряду можно было преобразовать в свет этой длины волны, то экономичность такого источника была бы равна 480 lm/W. В особо поставленных опытах удается близко подойти к этой величине, но практический предел достижимой экономичности лежит гораздо ниже. Экономичность натриевых ламп, употребляемых в настоящее время в эксплуатации, составляет около 50 lm/W. Объясняется это тем, что значительная часть энергии из разряда переводится в тепло для создания оптимального давления пара натрия, необходимого для нормальной работы лампы. Экономичность других газосветных ламп также не превосходит этой величины.

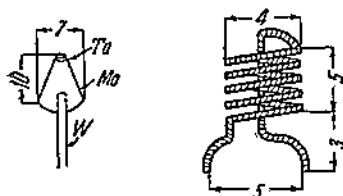
Даже беглое сравнение их с лампами накаливания показывает, что они по своей экономичности в два и два с половиной раза превосходят экономичность ламп накаливания той же мощности. Можно ожидать, что развитию газосветных ламп обеспечено большое будущее. Пока же на пути их создания и реализации стоят значительные трудности, вызванные как особенностями процесса изготовления ламп, так и сложными эксплуатационными условиями.

В настоящей статье излагаются технические вопросы, связанные с развитием новых типов ламп, и приводятся результаты, полученные в электровакуумной лаборатории ВЭИ до середины 1938 г.

1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЛАМП

При построении газосветных ламп газ или металлический пар, употребляемый для наполнения их, выбирается таким, чтобы его спектр содержал интенсивные линии, лежащие в видимой части спектра и по возможности близко к линии наибольшей чувствительности глаза ($5500 \text{ \AA}$), а в процессе работы лампы он не исчезал бы в электрическом разряде. Неон и пары ртути и натрия — пока единственные элементы, соответствующие этим требованиям, и лампы по роду наполнения разделяются на неоновые, ртутные и натриевые.

Лампы изготавливаются в виде цилиндрических трубок, прямых или изогнутых, с впаянными на их концах электродами. Назначение электродов — подводить напряжение к разрядному промежутку и снабжать разряд достаточным количеством электронов, необходимых для возбуждения и ионизации молекул газа. Электроды играют ответственную роль в установлении экономичности трубки и срока службы. Так, электрод обычно распыляется в раз-



Фиг. 1.

ряде, в результате чего лампа покрывается у концов темным налетом и ее эффективная светящаяся часть уменьшается, а следовательно, уменьшается и экономичность; затем, чем меньше энергии расходуется на освобождение электронов из электродов, тем меньше катодное падение, а следовательно, тем больше экономичность лампы, тем меньше распыление электродов и тем больше срок службы лампы при прочих равных условиях.

Разработанная нами методика изготовления электродов дает возможность строить лампы со сроком службы более 1500—2000 час.

Электроды в различных лампах имеют разнообразную форму и размеры. Наиболее типичные из них даны на фиг. 1. Один из них — молибденовый конус с танталовой вершиной, другой — вольфрам, обмотанный тонким молибденом, покрытые оксидами щелочно-земельных металлов Ba, Ca и Sr. Наиболее употребительный металл для зерна — никель, находящий широкое применение в ряде приборов газового разряда почти не пригоден для изготовления электродов газосветных ламп из-за его легкой распыляемости в разряде при больших плотностях тока. Он заменяется другими металлами, из которых наиболее подходящими являются молибден, вольфрам и тантал. Тантал, так же и никель, легко восстанавливает оксиды щелочно-земельных металлов, но в катодах с танталовым зерном происходит интенсивнее испарение металлического бария, и электрод не обладает большим сроком службы.

Наиболее пригодным материалом для зерна является молибден. Окись бария держится на нем устойчиво и электрод обла-

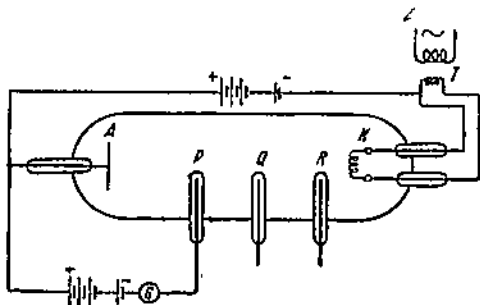
дает малой распыляемостью и большим сроком службы. Оксид наносится на молибден, очищенный прокалкой в водороде, и затем спекается с ним в атмосфере водорода или в вакууме при температуре около 1600°C . Непременным условием хорошей работы оксидного электрода с молибденовым керном является тщательная, без окисления, заправка его в лампу. Все типы электродов, показанные на фиг. 1, сделаны так, что они имеют место, где в некотором избытке остается оксид щелочно-земельных металлов, из которого во время работы лампы металлический барий может распространяться по всей поверхности катода. Активирование электродов производится обычным термическим или электролитическим путем. То, что металлический барий может мигрировать по поверхности катода, является весьма важным обстоятельством в увеличении срока службы электрода. В разряде при давлениях газа или пара, больших миллиметра ртутного столба, электрод, служащий катодом, работает не всей поверхностью, а только частью ее, и миграция бария должна помогать восстанавливать обедненные места катодов в процессе горения лампы. Вольфрам может быть обработан так же, как и молибден, но последний дает лучшие результаты. Особое место занимают электроды для ламп сверхвысокого давления, в которых катод работает небольшой точкой, раскаливая ее до температуры выше температуры испарения бария. В этом случае выгоднее делать концевую часть электрода из вольфрама или тантала и не покрывать ее оксидом.

Каждый тип ламп рассчитывается на питание от переменного тока, в этом случае каждый электрод поочередно, в течение полупериода, бывает то катодом, то анодом, и в результате оба они нагреваются одинаково. Так как мощность, выделяемая на аноде, больше, чем на катоде, то лампу, рассчитанную для переменного тока, нельзя без вреда для нее включать в цепь постоянного тока. Конструирование ламп на постоянном токе вызывает много осложнений. Питание натриевых ламп постоянным током затрудняется явлением электрофорезиса, которое заключается в том, что положительные ионы натрия, движущиеся в электрическом поле в сторону катода, накапливаются вблизи него после нейтрализации, и на участке лампы вблизи анода натрия становится меньше, в результате лампа светится неравномерно по длине. В лампах, сделанных из проводящих стекол, при высокой температуре или при питании их постоянным током вводы трескаются вследствие электролиза стекла.

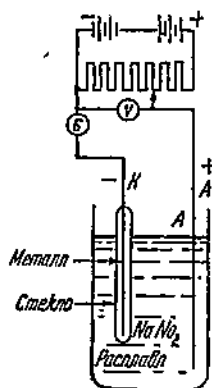
Нами было произведено большое обследование причин растрескивания вводов в натриевых лампах. Все попытки защиты растрескиваемого места путем разного рода экранирования не дали положительных результатов. Тот факт, что растрескивания не наблюдалось, когда лампа, сделанная аналогично натриевой, была наполнена только инертным газом, указывал, что причину нужно искать в специфических условиях натриевого разряда. Растрескивание ртутных ламп, наблюдавшееся только при высоких температурах стекла и наступавшее значительно позднее,

чем у натриевых ламп при более низких температурах, указывало на то, что причина лежала и в стекле. Было сделано предположение, что растрескивание стекла у электродов вызывается электролизом стекла при высокой температуре, в процессе которого щелочной ион, отлагаясь на отрицательном полюсе впаивного в стекло металла, увеличивает объем металла, а возможно, меняет в этом месте коэффициент расширения стекла, и ножка дает трещину по вводу.

Опытная проверка показала, что только при очень сильном нагреве стекла, которого в готовых лампах обычно не бывает, через два металлических электрода, обмотанные стеклом, проходил заметный на гальванометре ток. Если этим «температурным» электролизом можно объяснить растрескивание вводов у ртутных ламп, которое в случае стекла Пирекс наступает через несколько сот часов горения лампы, то растрескивание вводов у натриевых ламп постоянного тока, которое насту-



Фиг. 2.



Фиг. 3.

пает после нескольких часов горения, таким образом объяснить невозможно.

Было сделано предположение, что в натриевых лампах возможен электролиз не только в самом стекле, но и из разряда в стекло, т. е. положительные ионы натрия из разряда могут идти не только к катоду лампы, но и через стекло к подводящим проводам. Для проверки был сделан следующий опыт. В разрядную лампу с парами натрия были впаиваны сбоку три металлические проволоки, со всех сторон обмотанные стеклом (фиг. 2).

Одна из проволок *R* оставалась свободной, другой *Q* был дан значительный положительный потенциал по отношению к аноду, а третьей *P* отрицательный потенциал по отношению к аноду.

При натриевом разряде между основными электродами (стенки трубки были нагреты до температуры приблизительно 250°C) две проволоки, обмотанные стеклом, остались невредимыми, а та, которая служила отрицательным полюсом, дала у металла продольную трещину такого же типа, какие наблюда-

лись у вводов в натриевых лампах постоянного тока. Этот опыт наглядно подтверждает сделанное предположение и показывает, что для газосветных ламп необходимо брать стекло с малой электропроводностью. При обследовании пригодности стекол для ламп мы заменили проводящую газовую среду расплавленной натриевой селитрой, температура которой поддерживается 350°C и выше, и поставили ряд опытов по определению электропроводности стекол. Расположение опытов, показанное на фиг. 3, аналогично известному методу пропускания металлического натрия через стенки лампы накаливания. В стеклянную чашку с расплавленной селитрой погружали никелевый анод А.

Катод К, состоящий из проволоки, плотно обмотанной испытываемым стеклом, погружался в селитру только на половину своей обмотанной части. С помощью потенциометра через чувствительный гальванометр между катодом и анодом накладывалось напряжение от 100 до 400 В. По цепи, в зависимости от наличия в стекле щелочных компонент, протекал различный ток, отлагающийся на поверхности катода щелочный металл. Момент растрескивания можно было обнаружить по сильному отбросу тока, который при этом получался. Все сорта стекол, выпускаемые на рынок для различных ламп и других изделий, в этом опыте давали растрескивание вдоль проволоки, совершенно аналогичное тому, какое имеет место у отрицательного полюса в натриевой лампе.

Если полюса поменять местами, то появившийся вначале ток начинает с течением времени уменьшаться и доходит почти до нуля. Обмотанная стеклом проволока — анод — покрывается плохо проводящей пленкой из продуктов электролиза, и сопротивление цепи растет. Если после этого данную проволоку сделать катодом, ток в цепи, слабый вначале, начинает расти медленно, а затем быстро, и стекло трескается. Но характер трещин — иной: они появляются из отдельных точек — мест пробоя непроводящей пленки, и идут не вдоль проволоки, а перпендикулярно к ней. Эти явления протекают в течение нескольких минут, и особенно заметны в молибденовом стекле № 46. Результаты опытов, сделанных по этому методу, приведены в табл. 1. Толщина обмоток из стекла была 0,5 мм; никелевый анод погружался в селитру на глубину 20 мм, катод, обмотанный испытываемым стеклом, погружали на 15 мм. Температура ванны измерялась термопарой и колебалась между $500\text{--}520^{\circ}\text{C}$. При выбранной разности потенциалов, спустя одну минуту, отмечался ток и вычислялась проводимость погруженной части стекла.

Стекло № 54 специально изготовлено для ртутных ламп, а № 63 — для натриевых ламп, оба они имеют пониженную проводимость. Стекла, изготавливаемые для ртутных ламп в настоящее время, являются неэлектропроводными.

Стекла в натриевых лампах желтеют в нагретом состоянии от действия натриевых паров. Основной причиной пожелтения является восстановление отдельных компонентов стекла: окиси

Таблица 1

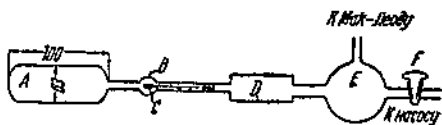
Стекло	Электро- лит	$T^{\circ}C$	$\frac{1}{R}$	Стекло	Электро- лит	$T^{\circ}C$	$\frac{1}{R}$
№ 23 . . .	$NaNO_3$ KNO_3	530 420	$1 \cdot 10^{-3}$ $7 \cdot 10^{-4}$	Кварц . . .	$NaNO_3$ KNO_3	500 530	$16 \cdot 15^{-5}$ $3 \cdot 10^{-8}$
№ 46 . . .	$NaNO_3$	500	$4 \cdot 10^{-4}$	№ 54 . . .	$NaNO_3$ KNO_3	475 500	$4 \cdot 10^{-6}$ $2 \cdot 10^{-6}$
Молибдено- вое . . .	KNO_3	500	$4 \cdot 10^{-4}$	№ 63 . . .	$NaNO_3$ KNO_3	500 500	$1 \cdot 10^{-7}$ $1 \cdot 10^{-7}$
Пирекс . .	$NaNO_3$ KNO_3	530 500	$4 \cdot 5 \cdot 10^{-5}$ $8 \cdot 10^{-4}$	.	.	.	.

цинка, свинца и, главным образом, кремнезема. Уменьшение процентного состава кремнезема делает стекла более устойчивыми к потемнению.

Восстановление кремнезема и других оксидов нагретым натрием, однако, является не единственной причиной потемнения. Наши многочисленные опыты с испытанием на потемнение большого количества стекол дают ряд явлений, пока не вполне ясных, указывающих, повидимому, на существование других причин потемнения. К таким явлениям относятся: смываемость водой у отдельных стекол плотного желтого налета, после чего стекло становится прозрачным; значительное ослабление желтого налета при длительном хранении такого стекла на воздухе — это явление имеет место даже в таких сильно чернеющих стеклах, как в молибденовом № 46. Наконец, все сорта стекол, даже наиболее устойчивые, без кремнезема, показывают сильное поглощение натрия. Последнее может идти за счет образования в стекле коллоидных агрегатов натрия, подобно тому, как это имеет место при пожелтении кристаллов поваренной соли под действием натрия. Эта гипотеза подтверждается тем, что пожелтевшее стекло при перегревании в вакууме становится более прозрачным, так как натрий при высокой температуре отдается стеклом обратно. Помимо изготовления специальных стойких к действию паров натрия стекол и обычно химически мало устойчивых имеются способы защиты простых стекол от пожелтения путем покрытия их изнутри тонкими защитными пленками. Работы по защитным пленкам широко развиты за границей и успешно проводятся у нас в Союзе Н. А. Соломиным в Москве и К. Т. Куманиным в Ленинграде. Соломиным разработан способ покрытия внутренней стенки трубки жидкостью, которая после выпаривания на огне оставляет на стекле тонкую, стойкую против действия паров натрия, пленку. Куманин разработал ряд стекол, которые могут быть в виде порошка или в виде тонкого слоя припаяны к внутренней стенке трубки и защищают ее от потемнения.

Производство газосветных ламп по-новому ставит вопрос о сорбции газа стеклом.

При общепринятом способе откачки ламп (сначала обезгаживается в печи стекло, а затем внутренние металлические части) молчаливо допускается, что небольшое количество газа, выделившееся из нагретого металла, абсорбируется стеклянной стенкой в незначительной степени и заметного влияния на дальнейшее сохранение вакуума в лампе не оказывает. Опыт работы с газосветными трубками, особенно с применением оксидных катодов, показывает, что, несмотря на тщательную предварительную откачку ламп по указанному методу всегда имеется сильное выделение газа, если стенки готовой лампы подогреть горелкой. Обследование этого вторичного выделения газа из стекла показало, что стекло очень сильно поглощает газ, выделяющийся из нагретых металлических электродов, и вторичное газоотделение и по количеству выделяемого газа и по скорости выделения отличается от газоотделения свежего стекла. Эта работа проводилась нами с колбами емкостью, около 300 cm^3 из стекла № 42 (это стекло разработано для натриевых ламп и содержит только 10% кремнезема) и обыкновенного «молибденового» стекла № 46 с 68% SiO_2 .



Фиг. 4.

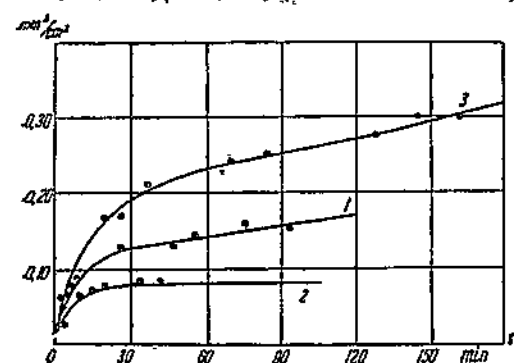
Схема опыта показана на фиг. 4, где А — испытываемая колба; D — мощный диффузионный насос; Е — баллон с градуированным манометром Мак-Леода для собирания и измерения выделившегося газа из колбы А; F — кран, отключающий всю систему от насосной установки. Газоотделение из испытываемой колбы производилось при температуре печи 400°C , причем печь надевалась на колбу в нагретом состоянии. Колба помещалась в печь и измерения выделения газа начинались после того, как при установке, отключенной краном F от насосной системы, манометр Мак-Леода, находящийся в форвакуумной части насоса, давал при комнатной температуре колбы А «прилипание» ртути в закрытом капилляре. Никакие вымораживающие устройства не употреблялись. Выделяющийся из нагретой колбы А газ собирался в Е и через определенные интервалы времени измерялся объем его.

Количество газа (в mm^3), выделенного с единицы поверхности колбы А, наносилось как функция времени прогрева колбы на миллиметровую бумагу.

Хотя стекла № 42 и 46 и резко отличаются по своему составу, но по количеству выделяемого газа и по скорости выделения его они между собой очень сходны. Сильное выделение газа идет только в первые 20—30 мин., а затем скорость остается малой постоянной величиной. Максимальное количество газа, выделенного из свежих колб за $2-2\frac{1}{2}$ часа прогрева их при 400°C , не превосходит $70 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^3/\text{cm}^2$. Скорость выделения газа спустя 25 мин. после начала прогрева устанавливается для отдель-

ных колб в пределах $2 \cdot 8 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3/\text{cm}^2$ в минуту. В лампах, изготовленных из стекла № 42, всегда оказывалось полтора-двакратное или двойное увеличение количества выделившегося газа и почти трехкратное увеличение скорости выделения газа, если металлические части лампы отжигались током высокой частоты или прогревались током окисные катоды до отжига стеклянных стенок ламп в печи.

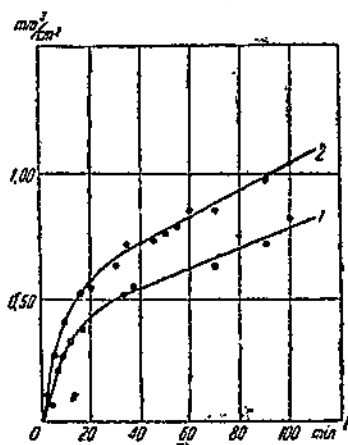
Предполагая, что выделяющиеся из металлов газы прочно реагируют со стеклом и задерживают тем самым обезгаживание колб, были поставлены опыты с газоотделением пустых колб, подвергнутых после первого обезгаживания соприкосновению с воздухом, CO_2 и кислородом. В одних опытах, с наполнением CO_2 , колбы дополнительно прогревались; в других на колбу одевалась катушка контура высокой частоты и создавалось свечение. Ни один из таких опытов не дал того эффекта, который



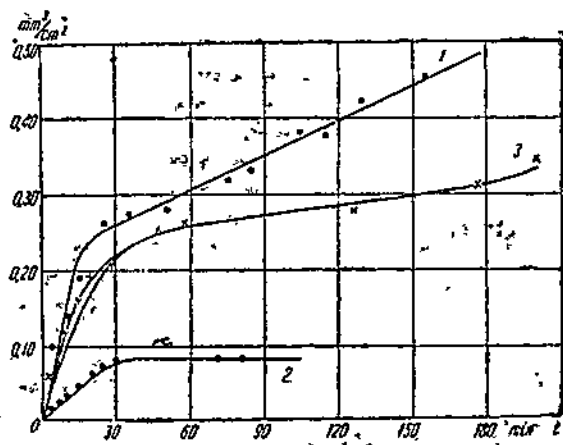
Фиг. 5.

получался при нагреве электродов внутри колбы. Во всех случаях и количество выделившегося газа и скорость выделения газа были ниже, чем из свежей колбы, не подвергнутой никакой предварительной обработке. Стекло слабо реагирует с соприкасающимися с ним газами. Количество же вводимого газа в колбу и продолжительность его пребывания в ней были во много раз больше, чем в случае нагрева металла внутри колбы. То, что газ, ионизованный в высокочастотном поле, при реагировании со стеклом практически не отличается от нейтрального газа, дает возможность провести опыты в иных условиях. В установке (фиг. 4) вблизи колбы А было сделано небольшое расширение В, не прогреваемое в печи, в которое вводился никелевый цилиндрок С, покрытый оксидами щелочно-земельных металлов, употребляемых при изготовлении окисидных катодов. К цилиндру на длинном стержне прикреплялся небольшой кусочек железа для продвижения цилиндрика внутрь колбы с помощью магнита. Сначала измерялось газоотделение из пустой колбы и собранный газ удалялся, затем цилиндрок В нагревался током высокой частоты до 1100°C и снова измерялось газоотделение из колбы. После удаления собранного газа цилиндрок помещался внутрь колбы А и нагревался до той же температуры высокой частотой и снова измерялось газоотделение. При нагреве цилиндров в обоих случаях колба оставалась при комнатной температуре, а газоотделение измерялось при температуре колбы 400°C . Хорошо повторяемые результаты для нескольких колб представлены на фиг. 5.

Кривая 1 представляет ход газоотделения со временем из свежей колбы, кривая 2 — газоотделение из той же колбы после прогрева никелевого цилиндрика током высокой частоты в утирении В и кривая 3 — газоотделение после прогрева никелевого цилиндрика внутри колбы А. Опыты, повторенные в тех же условиях с колбами из молибденового стекла № 46, дают аналогичную картину. Газ, просто введенный в колбу, слабо связывается со стенками и легко после отдается; уже спустя 20 мин. после начала прогрева в печи газоотделение практически прекращается (кривая 2). Если же газ выделяется из нагретого источника, помещенного внутри колбы, как это имеет место во всех случаях изготовления ламп, он прочно связывается со стеклом и непрерывно выделяется при прогреве колбы. То же



Фиг. 6.



Фиг. 7.

явление получается, если взять вместо никелевого оксидного цилиндрика, нагреваемого током высокой частоты, простой оксидный или чисто вольфрамовый электрод и нагреть его током.

На фиг. 6 кривая 1 представляет газоотделение из колбы стекла № 42 после прогрева в ней оксидного цилиндрика до 800° С перед первым отжигом стекла и кривая 2 — газоотделение из той же колбы после прогрева в ней оксидного электрода до 1100° С после первого обезгаживания колбы. Как видно, связывание газа со стеклом зависит от температуры источника, выделяющего газ. Так как различные по составу стекла дают одинаковый качественный эффект, можно допустить, что в этом явлении помимо химического связывания газа на поверхности стекла имеется еще эффект забивания в стекло газовых молекул, летящих к нему со скоростями, зависящими от температуры тела, нагреваемого внутри колбы. Молекулы газа, обладающие повышенной скоростью, могут глубже проникнуть в стекло, чем молекулы, находящиеся в соприкосновении со стенкой при комнатной температуре.

Прогрев металлических электродов внутри колбы производился при работающей и выключенном насосе, характер газоотделения от этого не менялся, но газа выделяется больше, если прогрев вести с выключенным насосом. Незначительное изменение в эффекте забивания молекул в стекло получается, если внутреннюю поверхность колбы покрыть тонким слоем расплавленной буры. Такая колба отдает газ медленнее, чем колба, не покрытая бурой, но после прогрева внутри такой колбы металла последующее газоотделение ослабевает быстрее, чем в непокрытой колбе, и кривая, дающая зависимость газоотделения от времени, в этом случае идет ниже кривой газоотделения, полученной до прогрева металла. Результаты опытов приведены на фиг. 7.

Кривая 1 — газоотделение из свежей колбы, покрытой бурой, кривая 2 — газоотделение в тех же условиях после прогрева никелевого цилиндрика в уширении В и кривая 3 — газоотделение после прогрева никелевого цилиндрика внутри колбы А. Этот опыт указывает на возможность изменения величины и характера абсорбции путем изменения поверхности стекла.

Эффект забивания газовых молекул в стекло или прочного связывания их со стеклом в случае, когда эти газовые молекулы попадают на стекло из накаливаемого источника, помещенного внутри испытуемой колбы, наиболее резко проявляется на стеклах для натриевых ламп и подтверждается также опытами с молибденовым стеклом.

Он ставит вопрос о пересмотре методов откачки ламп, особенно содержащих оксидные катоды, требующих в дальнейшем хорошего вакуума. Ухудшение качества ламп из-за появления газа в хороших лампах может быть следствием недооценки сильного поглощения газа стеклом в процессе тренировки лампы.

Этот эффект, если он существует и для других сортов стекол, ставит под некоторое сомнение правильность распространения результатов, полученных при изучении сорбции образцов стекол на сорбцию стекол в готовой продукции. В тех же случаях, где делаются количественные выводы относительно выделения газов металлами в опытах, производимых в стеклянной аппаратуре, эффект забивания молекул газа также должен быть учтен.

Применительно к газосветным лампам, которые в нормальных условиях работы имеют высокую температуру стенок, результаты этих опытов указывают на обязательное двойное обезгаживание стекла. Второе обезгаживание должно производиться после отжига оксидных катодов лампы.

2. ТИПЫ ЛАМП

Все лампы, работающие на принципе использования газового разряда, имеют падающую характеристику, поэтому ток, проходящий через них, должен быть ограничен сопротивлением, включаемым последовательно с каждой лампой. Сопротивление может быть омическим или индукционным. Последнее с экономи-

ческой точки зрения более выгодно. Оно может быть взято в виде дросселя или трансформатора или автотрансформатора с рассеянием. Лампа и схема для питания ее должны быть возможно просты. Разряд должен зажигаться сразу после наложения напряжения на электроды лампы. К сожалению, это не всегда можно сделать без ущерба для срока службы ламп.

В ртутных и натриевых лампах зажигание осуществляется при холодных электродах сразу после включения напряжения, в неоновых лампах необходим кратковременный накал электродов до наложения на них напряжения. Это вызвано тем, что давление газа в неоновых лампах ниже, чем, например, в ртутных лампах и, при зажигании в нем разряда при холодных электродах, последние быстро распыляются и срок службы ламп сокращается.

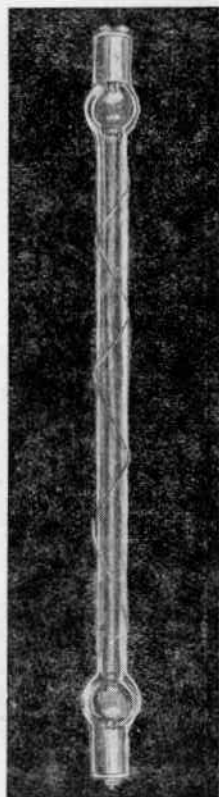
По каждому типу ламп имеются подробные разработки и существует ряд работ, позволяющих сделать дальнейший шаг вперед.

а) Неоновые лампы. Н. Н. Клярфельдом и И. М. Тарасовым¹ подробно исследовалась светоотдача неоновых разряда.

Было показано, что в трубках большой длины и большого диаметра (70 мм) при малом давлении газа и большом разрядном токе можно получить экономичность разряда порядка 40 lm/W. Практическое осуществление таких ламп сложно, и в настоящее время нами разработаны для массового использования лампы с экономичностью около 15 lm/W.

На фиг. 8 показана такая лампа, представляющая собой стеклянную трубку диаметром 30 мм, длиной 700 мм, на концах которой впаяны оксидные электроды на расстоянии 630 мм друг от друга. Для облегчения зажигания трубка снаружи обматывается тонкой металлической спиралью, плотно прилегающей к стенке и к одному электроду лампы. Питание ее осуществляется с помощью специального автотрансформатора с рассеянием по одной из схем В. Н. Дуракова, представленной на фиг. 9. Вначале от витков А и В дается накал электродам, приблизительно на 30 сек., затем размыканием ключа К создается экстраток и зажигается разряд.

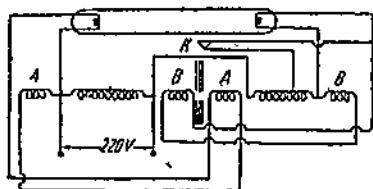
Витки А и В расположены таким образом, что после зажигания разряда их поля взаимно вычитаются и накал катодов автоматически уменьшается. Ключ К может быть обычным механическим выключателем, биметаллическим или электромагнитным реле, или, наконец, его действие может быть заменено дей-



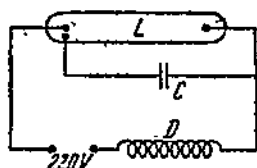
Фиг. 8.

¹ Techn. Phys. of the USSR № 10, 1936.

ствием какой-нибудь высоковольтной импульсной катушки. Особенность схемы заключается в том, что перед зажиганием разряда катодам дается накал, который затем автоматически уменьшается и нагрев катодов до рабочей температуры $900\text{--}1\,000^\circ\text{C}$ идет за счет мощности, выделяемой из разряда. При механическом выключателе лампа может работать лишь в индивидуальном включении, при других видах выключателей K можно одновременно включать сколько угодно ламп. После включения разряда лампа сразу дает весь рассчитанный световой поток в $4\,500\text{ lm}$. При этом через лампу протекает ток $4\text{--}4,5\text{ A}$, при напряжении на зажимах 80 V . Яркость свечения около 3 sb . Такая



Фиг. 9.



Фиг. 10.

лампа с зеркальным отражателем с успехом может быть использована при освещении фасадов или в сигнализационных устройствах. Срок службы ламп при длительном непрерывном горении около $1\,000\text{ час.}$, при частых выключениях он снижается из-за порчи электродов в моменты зажигания разряда. Заводом «Светотехник» в Москве производство таких ламп освоено.

б) Ртутные лампы изготавливаются на $250, 400$ и 500 W . Они представляют собой цилиндрические трубки диаметром 30 mm с впаянными на концах их оксидными электродами. Расстояние между электродами в зависимости от мощности ламп лежит в пределах $120\text{--}180\text{ mm}$. Для облегчения зажигания у одного основного электрода помещается вспомогательный электрод, между ним и основным электродом через большое сопротивление или конденсатор накладывается напряжение сети (по схеме фиг. 10, где L — лампа, D — дроссель, C — сопротивление или конденсатор для зажигания разряда). Лампа наполняется инертным газом и каплей ртути с таким расчетом, чтобы в нормальных условиях эксплуатации лампы вся ртуть была испарена. При наложении напряжения сначала пробивается разрядный промежуток между основным и вспомогательным электродом, а затем разряд переходит только на основные электроды. Первый промежуток, несущий небольшой разрядный ток, остается включенным параллельно основной лампе. Вначале светится инертный газ, затем по мере разогревания лампы свечение паров ртути вытесняет свечение газа, а с дальнейшим повышением температуры лампы и увеличением упругости ртутного пара свечение стягивается в яркий шнур, расположенный по оси трубки. Напряжение на электродах лампы в начале разряда — низкое, порядка $15\text{--}20\text{ V}$, с разогреванием лампы оно растет и достигает

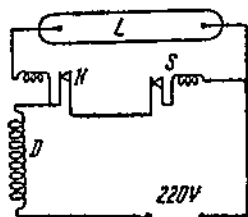
до 130—135 В в нормальных условиях работы; упругость пара ртути в этих условиях порядка 1 ат. Величина тока с 5—6 А вначале в лампах 400 W падает до 3 А. Экономичность ртутных ламп этой мощности равна 35—40 lm/W. Время, необходимое для установления нормального режима горения, колеблется от 7 до 10 мин. в зависимости от качества утепления лампы, которое создается вакуумной или воздушной рубашкой вокруг лампы. Выключенная лампа не загорается вновь, пока не остынет. Для зажигания разряда при заданном напряжении требуется определенное соотношение давлений ртутного пара и инертного газа. Это обстоятельство сильно тормозит применение ртутных ламп в ряде случаев. Однако при хорошей изоляции в цоколе лампы можно осуществить зажигание ртутной лампы при любых температурных условиях. Предложенная для этой цели В. И. Дураковым (ВЭИ) схема дана на фиг. 11, где L — лампа, D — дроссель, S и K — электромагнитные выключатели, из которых S смонтирован в вакууме. Схема дает положение контактов при снятом напряжении сети. Когда оно включено, контакт S дает ряд быстрых прерываний, создающих экстратоки размыкания высокого напряжения, пробивающего разрядный промежуток лампы. После того как лампа загорится, ключ K размыкается и вакуумный прерыватель S перестает работать. При надежном вакууме в прерывателе S эта схема работает устойчиво.

Питание ртутных ламп в отличие от неоновых и натриевых можно осуществить с помощью омического сопротивления с той же легкостью, как и с дросселем, но в ущерб экономичности. Нами была сделана попытка заменить дроссель лампой накаливания таким образом, чтобы она служила балластным сопротивлением к ртутной лампе и своим светом исправляла неприятное свечение ртутного пара.

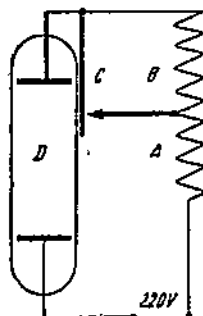
Свет, получаемый от ртутной лампы высокого давления, создается, главным образом, излучением четырех линий: двух желтых 579 и 577 м μ , зеленой 546 м μ и фиолетовой 436 м μ . Отсутствие интенсивных красных линий и линий в пределах 546—436 м μ вызывает сильное искажение цвета предметов и лиц, освещаемых этими лампами. Добавлением к такой лампе лампы накаливания, богатой излучением в красной части спектра, можно значительно улучшить цветность ртутной лампы и создать простейшим путем источник света, по цветности приближающийся к дневному свету.

Наилучший эффект по исправлению цветности ртутной лампы с помощью лампы накаливания получается, если брать отношения световых потоков ртутной лампы и лампы накаливания 1:1; однако при больших мощностях ламп экономичность всей комбинации очень мало повышается по сравнению с одной лампой накаливания. Минимальная примесь света лампы накаливания к ртутным лампам, дающая уже ощутимое исправление цветности, получается, если брать лампу накаливания с мощностью, на половину меньшей, чем у ртутной лампы. Последнее обстоятельство позволяет легко осуществлять питание ртутной лампы

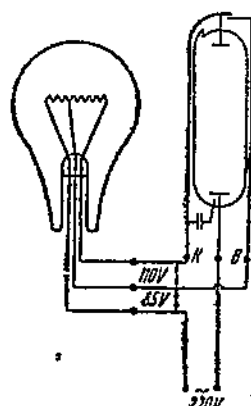
без дросселя, заменив его специальной лампой накаливания. Принципиальная схема ртутной лампы, работающей без дросселя, представлена на фиг. 12, где D — ртутная лампа, C — биметаллическая пластинка и A и B — спирали лампы накаливания, являющейся балластным сопротивлением к ртутной лампе и одновременно выполняющей функции исправления цветности ртутной лампы. По этой схеме при включении ламп, когда падение потенциала на ртутной лампе не превышает 20 В, последовательно с ней в цепь сети переменного тока 220 В вводятся две спирали A и B лампы накаливания. Когда ртутная лампа разгорится и падение потенциала на ней достигнет почти нормальной величины, биметаллическая пластинка C , нагретая теплом ртутной лампы, замыкает накоротко спираль B , спираль же A в дальнейшем становится балластным сопротивлением ртутной лампы и исправляет ее цветность. Таким образом



Фиг. 11.



Фиг. 12.



Фиг. 13.

отпадает необходимость снабжения каждой ртутной лампы не только дросселем, но и конденсатором. Эта схема может быть использована с одинаковым успехом для ртутных ламп всех мощностей; единственным ее недостатком является пониженная экономичность всей комбинации по сравнению с чисто ртутной лампой, которая не превышает 25 lm/W, и более острая чувствительность к колебаниям напряжения сети, чем это имеет место в лампах, питаемых с дросселем. Комбинированную лампу можно осуществить двумя путями: или соединить обе лампы в один баллон и дать один цоколь или делать отдельно ртутную лампу и отдельно лампу накаливания, а затем соединить их вместе в арматуре. Каждое из этих решений задачи имеет свои специфические трудности и достоинства, но выгоднее иметь ртутную лампу и лампу накаливания раздельно. Схема соединения такой пары ламп дана на фиг. 13. На ней K — неподвижный контакт и B — контакт с биметаллической пластинкой, помещаемый в одном из концов рубашки ртутной лампы. Эта схема очень проста в сборке и позволяет в любое время регулировать реле извне через отверстие в рубашке лампы. Во избежание окисления контакты реле сделаны из небольших кусков платиновой проволоки. Недостатком схемы является те-

пловая деформация биметалла, которая может быть ослаблена выбором места для биметалла. Опыты, проведенные с такой комбинацией на протяжении 500 час. горения с частыми выключениями, дали вполне удовлетворительные результаты. Такая схема может быть рекомендована для любых ртутных ламп; она имеет только два недостатка, не имеющие существенного значения в условиях уличного или цехового освещения — это медленное разгорание лампы и помещение в одну арматуру асимметрично двух ламп. Весьма хорошее исправление цветности ртутных ламп получается при комбинации в одной арматуре ламп ртутной и неоновой. Ее недостаток — отсутствие интенсивных голубых линий в общем спектре — может быть исправлен употреблением лампы, наполненной ртутью с цинком или кадмием. Ртуть с кадмием в лампе при давлении 3—4 ат дает свет, при котором все цвета спектра передаются почти без искажений. Некоторый избыток в спектре интенсивных синих и зеленых линий может быть устранен применением флуоресцирующих пленок, усиливающих красную часть спектра за счет уменьшения синефиолетовой и отчасти зеленой части спектра. Экономичность таких ламп с исправленной цветностью лежит в пределах 20—25 lm/W.

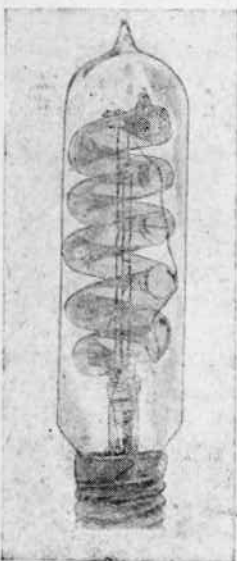
с) Натриевые лампы строятся на принципе использования резонансного желтого свечения паров натрия.

Резонансное свечение создается атомами, возбужденными электронными ударами, и резонансным излучением натрия, имеющимся вблизи места возбуждения нейтрального атома.

В отличие от неоновых и ртутных ламп интенсивность видимого и полезного для целей освещения излучения не возрастает сильно с током и экономичность свечения имеет максимум при относительно малых плотностях тока. Причина этого явления лежит в том, что с ростом тока растет концентрация возбужденных атомов натрия и растут вероятности ступенчатого возбуждения и ионизации атомов. В результате возбужденный атом не возвращается с резонансного уровня в нормальное состояние с полезным излучением, а переходит на более высокий уровень, откуда он после возвращения на резонансный энергетический уровень дает излучение, не используемое для осветительных целей (инфракрасное излучение). Если же возбужденный атом ионизируется, то он для всякого излучения остается потерян. С увеличением давления пара число возбужденных атомов растет, как за счет увеличения в разрядном промежутке числа нейтральных атомов, так и за счет поглощения ими резонансного излучения (явление реабсорбции); в результате этого с увеличением давления паров натрия или, что то же, с увеличением температуры лампы выход резонансного излучения будет сначала расти, а затем по достижении максимума при температурах 250—280° С он начнет спадать за счет сильного поглощения резонансного излучения нейтральными атомами и увеличения числа соударений возбужденных атомов с электронами, приводящими к инфракрасному излучению, и за счет тушения воз-

бужденных атомов при столкновении их со стенкой или нейтральными атомами, приводящими к увеличению температуры лампы. Таким образом как увеличение температуры лампы, так и увеличение плотности тока приводят с некоторого момента к уменьшению экономичности свечения. Б. Н. Клярфельд¹ подробно исследовал вопрос о экономичности свечения натриевого разряда. Ему удалось создать лампу, работающую на токе около 200 мА и имеющую экономичность около 100—120 lm/W. Разработка конструкции таких ламп для массового освоения является вопросом ближайших лет.

В настоящее время закончены разработкой и освоены производством (Ламповый завод электрокомбината и завод «Светотехник») лампы мощностью в 100 W с экономичностью в 45—50 lm/W. Они представляют собой трубку диаметром 16 мм, согнутую петлей длиной 300 мм; на концах ее помещаются оксидные электроды. Для поддержания температуры стенок ламп около 270° С, необходимой для создания оптимальных условий получения высокой экономичности, лампа помещается в прозрачную утеплительную рубашку, сосуд Дюара, плотно скрепленную с цоколем лампы. Длина лампы в рубашке с цоколем составляет 400—420 мм. Она рассчитана на питание от трансформатора или автотрансформатора с рассеянием со 120 или 220 В на 480 В при токе через лампу 0,65 А. Такое высокое напряжение необходимо для начального зажигания разряда без предварительного накаливания электродов. Когда же лампа разгорится, напряжение на ее зажимах достигает 140—160 В. В момент включения светится неон — газ, вводимый в лампу для получения греванием лампы за счет мощности, выделяемого начального разряда. С постепенным раз-



Фиг. 14.

ляемой из разряда, свечение неона вытесняется интенсивным свечением натрия. В среднем в зависимости от качества утепления на полное разгорание лампы уходит 16—20 мин. В отличие от ртутных ламп включение и выключение натриевых ламп можно производить в любой момент. Как уже указывалось, натрий в нагретом стекле восстанавливает отдельные компоненты стекла (например, SiO_2), поэтому для натриевых ламп берется стекло с особой защитной пленкой на внутренней поверхности трубки. Срок службы ламп, определяемый в 1500 час., в сильной степени зависит от качества этой защитной пленки. Если она недостаточно прочна, лампа быстро чернеет.

Ток в 0,65 А является оптимальным для принятой системы

¹ Б. Н. Клярфельд, «Электричество» № 12, 9, 1936.

утепления. Если сделать утепление более совершенным, ток может быть значительно снижен. Предложенная Б. Н. Клярфельдой¹ система утепления, состоящая из многослойной стеклянной оболочки, очень надежна в смысле сохранения тепла, но изготовление ламп с такой оболочкой пока еще очень сложно. В последних работах нам удалось снизить ток и повысить экономичность ламп, несколько изменив их конструкцию. Вместо петлеобразной формы лампы мы взяли показанную на фиг. 14 спиралеобразную, в которой витки взаимно подогревают друг друга. Такая спираль запаивается в вакуумную колбу, которая в свою очередь помещается в прозрачный сосуд Дюара.

Все это позволяет создать хорошее утепление, уменьшить габариты всей лампы и поднять ее экономичность. Для такой лампы при токе 0,45 А и напряжении на зажимах лампы около 120 В получается экономичность 60—65 lm/W. Экономичность взята с учетом всех потерь, включая потери и на автотрансформатор, который по методу В. Н. Дуракова рассчитан для применения с конденсатором в 3,5 μ F и дает возможность получить $\cos \varphi = 0,97$.

д) Ртутные лампы сверхвысокого давления. Как показали Боль и Эленбаас², в ртутном разряде при давлениях в десятки и даже сотни атмосфер можно получить яркости, превышающие не только яркости вольтовых дуг, но даже и яркость солнца. Хотя область применения такого разряда весьма обширна, но широкое практическое использование его наталкивается на ряд технических трудностей. До сих пор известно лишь применение ртутного разряда с давлением пара около 25 ат в 85-ваттных ртутных лампах, обладающих средней экономичностью в 30 lm/W и с гарантийным сроком службы в 1 500 час., и ламп капиллярных, охлаждаемых водой, с давлением ртутного пара около 120 ат, имеющих яркость 90 000 sb, предназначенных для использования в прожекторах со сроком службы в несколько десятков часов. По использованию такого разряда ведутся работы и в Советском Союзе, в частности в электровакуумной лаборатории ВЭИ. Результаты работы ее в этой области приводятся ниже.

Получение устойчивого разряда сверхвысокого давления связано с решением трех важных вопросов: выбора материала для трубок, получения надежного вакуумного впаля электрода и создания катодов для разрядных трубок. Уже в работах с ртутным разрядом и давлением пара в 0,8—1,5 ат приходится пользоваться специальными тугоплавкими стеклами, так как для поддержания такого давления «холодная» часть трубки должна иметь температуру около 400°С. Если же ставится задача создания лампы, например, с давлением в 25 ат, то ее «холодная» часть должна иметь температуру 610°С. Такая лампа и все

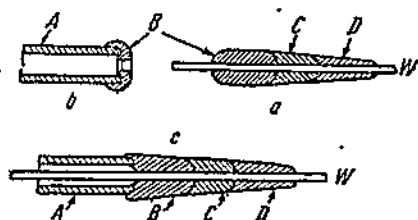
¹ Б. Н. Клярфельд, Известия Академии наук СССР, т. 3, 463, 1936.

² W. Elenbaas, Zeitschr. für techn. Phys. 17, 61 (1936).

лампы с еще большим давлением ртутного пара могут быть изготовляемы только из кварца.

Кварц имеет высокую точку размягчения, большую термическую и механическую прочность и является пока единственным материалом, позволяющим осуществлять лампы с сверхвысоким давлением пара. Но в то же время он и затрудняет широкое развитие ламп. При высоких температурах кварц легко соединяется с попавшими на его поверхность загрязнениями, которые создают начальные очаги кристаллизации. Его поверхность становится сначала мутной, а затем покрывается трещинками, и срок службы ламп быстро сокращается. Специальной обработкой поверхности можно несколько ослабить кристаллизацию, но в большом числе случаев она остается и является одной из серьезных причин, ограничивающих применение сверхвысокого давления. Кварц имеет низкий коэффициент расширения и впайка металла в него до последних лет осуществлялась через различного рода уплотнения, со ртутью, свинцом и др. В настоящее время имеются два способа впайки металла в кварц, которые самостоятельно были разработаны в нашей лаборатории. В одном методе в кварц под вакуумом запаивается тонкая молибденовая фольга, обработанная электролитически так, чтобы ее края имели острые бритвы, а толщина в средней части не более 50 μ . Это достигается подбором концентрации щелочной электролитической ванны и величины тока при электролизе. Исходным материалом берется молибденовая жесть толщиной в 100 μ . Хотя коэффициенты расширения кварца и молибдена различаются почти в десять раз, впаив хорошо сохраняет вакуум. Натяжения на острых краях весьма малы, а натяжения в перпендикулярном направлении в фольге ослабляются деформацией самой фольги в расплавленном кварце. В этом способе весь процесс запайки электродов производится под вакуумом и можно добиться в работе большой чистоты и ослабить кристаллизацию кварца. В другом методе осуществляется впайка вольфрамовой проволоки в кварц с помощью переходных стекол. В процессе этой работы было найдено, что все стекла типа Пирекс после высокотемпературной обработки их в кислородном пламени горелки теряют часть своих летучих компонент и сильно изменяются по своим свойствам. Путем «выпаривания» компонент удалось ряд стекол этой серии спаять с кварцем. Однако проще и надежнее иметь специальное переходное стекло. В настоящее время мы имеем около десяти сортов стекол, разработанных К. Г. Куманиным, с помощью которых можно осуществлять впаив вольфрама в кварц. В промежутке между кварцем и вольфрамом помещается от двух до четырех переходных стекол, из которых одно является стандартным стеклом № 123, дающим прочный вакуумный спай с вольфрамом. Метод впайки вольфрама в кварц является технически весьма простым и годится для всех видов кварцевых ламп. Схематически он представлен на фиг. 15, а. Вольфрамовая проволока обматывается последовательно стеклами В, С и D, из которых D является стеклом № 123, хорошо спаивающимся с вольфрамом,

а стекла *C* и *B* — переходными от него к кварцу. Кварцевая трубка *A* обматывается стеклом *B*, как показано на фиг. 15, *b*. В эту трубку вставляется обмотанная тремя стеклами (фиг. 15, *a*) вольфрамовая проволока и производится спайка стекол *B* на кварце и на вольфраме между собой (фиг. 15, *c*). Устойчивость разряда и длительность срока службы ламп зависят не только от эмиссионных свойств катодов, но и от их формы. В маленьких лампах, в которых электроды запаиваются под вакуумом, хорошие результаты дают катоды, сделанные из проволоочного вольфрамо-молибденового керна с оксидной пастой, обработанной в водороде. Для того же способа впайки и для впайки катодов на воздухе хороший результат дают полые катоды, с молибдено-никелевым или молибдено-танталовым керном и оксидной пастой, обработанной в водороде. Форма катода выбирается такой, чтобы в начальный момент разгорания ламп катод выдерживал разрядный ток в два-три раза больше нормального тока, а затем работал только одной точкой. Этому требованию удовлетворяют конусообразные катоды, в которых учтены особенности охлаждения нижнего и верхнего катодов. Как известно, с увеличением давления контрагированный столб разряда сужается и представляет собой не цилиндр, а конус с вершиной у нижнего катода. В нижнем катоде накалилась лишь небольшая часть, а верхний катод накален весь, и он должен иметь большую поверхность для излучения.



Фиг. 15.

Электрические характеристики разряда при высоком давлении определяются тем, что этот разряд находится в тепловом равновесии, т. е. что температура газа определяет распределение скоростей электронов, ионов и атомов. Эленбаасом было установлено, что два разряда, которые имеют в соответствующих геометрических местах одинаковую температуру, подобны. Пользуясь уравнением Заха для тепловой ионизации,

$$\frac{x^2 p}{1-x^2} = C (kT)^{5/2} e^{-\frac{V_i}{kT}},$$

где x — степень ионизации; p — давление; V_i — ионизационный потенциал, и считая, что энергия, подводимая в единице длины разряда, рассеивается только через теплопроводность и излучение, он на основе закона подобия дал формулу, связывающую градиент с диаметром трубки и количеством ртути в ней:

$$E^2 = \frac{\sqrt{m} (A + B_m)}{d^3},$$

где E — градиент в V/cm ; d — диаметр трубки в mm ; m — количество ртути в миллиграммах на сантиметр длины разрядного

столба; A и B — постоянные, найденные из опыта и равные $A=8,5 \cdot 10^4$ и $B=5,75 \cdot 10^4$. Это выражение, проверенное на опыте самим Эленбаасом, применялось нами в широком ряде мощностей и давлений и дало хорошее согласие теории с опытом. Пренебрегая для $m > 25$ постоянной A по сравнению с Bm , получаем простую формулу для вычисления количества ртути m :

$$m^3 = \frac{E^3 d^6}{3307 \cdot 10^6},$$

которой можно пользоваться для дозировки ламп, помещая в лампу известное количество ртути.

Световые измерения показывают, что, применяя разряд с давлением больше атмосферного, можно добиться значительного повышений светоотдачи маломощных ламп и уменьшения габаритов нормальных ртутных ламп без потери экономичности.

Результаты для ламп, предназначенных для целей освещения, даны в табл. 2.

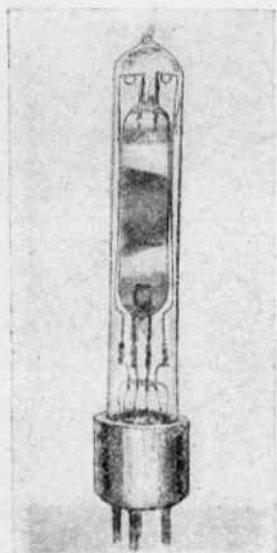
Таблица 2

Диаметр в мм	Расстояние между электродами в мм	Ток в А	Напряжение на лампе в В	Мощность в W	Экономичность в lm/W	Приближенное давление в ат
24	60	3,1	120	350	35	3
24	10	2,7	135	300	35	40
10	20	1,55	120	120	38	30
8	17	0,42	310	150	36	30—35
4	17	0,42	250	120	32	25

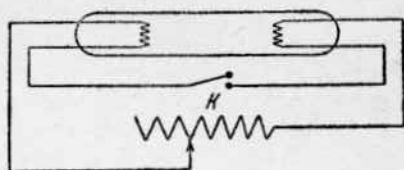
Мощность, указанная в таблице для диаметров ламп 8 и 4 мм, включает мощность, рассеиваемую на питающем трансформаторе. Экономичность показана с учетом всех потерь, включая питающий трансформатор.

е) Лампы для спектральных работ. Для ряда спектральных работ, для колориметров, интересно иметь небольшие лампы с интенсивными отдельными линиями спектра. Нами разработан ряд таких ламп. Такая лампа представляет собой цилиндрическую трубку диаметром 16—18 мм, длиной 60 мм с расстоянием между электродами 35—40 мм. Она наполняется каким-либо инертным газом для зажигания разряда и небольшим количеством металла, спектр которого желательно получить. Такие лампы рассчитаны на питание от сети переменного тока в 120 В с омическим балластным сопротивлением. Ток для ртутных и натриевых ламп берется около 1 А, а для кадмиевых, цинковых или ламп со смесями этих металлов — около 2 А.

На фиг. 16 представлена лампа, заключенная в вакуумную утеплительную оболочку, на которую одет четырехштырьковый цоколь. Схема включения изображена на фиг. 17. Ток от сети проходит через обмотку электродов и реостат, разрядный промежуток между электродами закорочен ключом *K*. Когда катоды разогреются (спустя 0,5—1,0 мин. после включения напряжения), ключ *K* размыкается и между электродами вспыхивает разряд. Дальнейший накал электродов поддерживается за счет мощности, выделяемой из разряда. Лампы изготавливаются с парами металлов Na, Hg, Zn, Cd, Cs, Rb и смесями металлов.



Фиг. 16.



Фиг. 17.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из всего комплекса вопросов, решаемых при создании новых типов ламп, в настоящей статье приведены только характерные.

Разработаны лампы:

а) ртутные высокого давления на 400 W в вакуумной оболочке

и сверхвысокого давления на 100 W с экономичностью около 40 lm/W;

в) натриевые лампы в виде петли на 100 W с экономичностью около 50 lm/W и лампы в виде спирали с экономичностью около 60 lm/W;

с) неоновые лампы для фасадного освещения на 300—400 W с экономичностью около 15 lm/W;

д) дан способ изготовления катодов на молибденовом керне, обеспечивающих срок службы ламп в 1 500—2 000 час.;

е) совместно со стекольными лабораториями заводов разработаны рецепты стекол для ртутных и натриевых ламп и установлено влияние электролиза в стекле на растрескивание вводов ламп, работающих на постоянном токе;

ф) установлен эффект забивания газа в стекло и показана его роль в условиях изготовления ламп;

г) даны два метода впайвания металла в кварц и разработано спаивание кварца со стеклом;

h) разработано питание ртутных ламп без дросселя с лампами накаливания;

i) даны методы зажигания ртутных ламп при любой температуре.

Производство газосветных ламп — новая, сложная большая область, находящаяся пока в зачаточном состоянии, но имеющая большую будущность. Две задачи стоят на ближайшем пути развития производства этих ламп. Это — освоение всех разработок в эксплуатационных условиях и улучшение цветности свечения с приближением цветопередачи к цветопередаче при дневном свете.

О ПРЕДЕЛЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ТЕПЛОВЫХ РАДИОМЕТРОВ

В объективной фотометрии для измерения световых потоков применяются три метода, основанные на фотоэлектрическом, фотохимическом и тепловом действии света.

Первые два метода, нашедшие особенно широкое применение благодаря своей высокой чувствительности, являются в то же время резко селективными, так как действие приемников, основанных на фотоэлектрическом и фотохимическом действии света, зависит от длины волны. Это обстоятельство во многих случаях препятствует их применению, в особенности в тех случаях, когда приходится производить сравнение интенсивностей света в различных частях спектра.

В этом случае с успехом применяются тепловые радиометры: термостолбики, болометры и другие приборы, преобразующие световую энергию в теплоту.

Поскольку особый интерес представляет измерение особо малых световых потоков, то естественно, что внимание исследователей, занимавшихся данным вопросом, было обращено на повышение чувствительности этих приборов.

В настоящей работе, посвященной выяснению условий максимальной чувствительности этих приборов, показывается, что тепловые радиометры, как и другие измерительные приборы, имеют естественный порог чувствительности, обусловленный существованием флуктуаций.

В первом разделе разбирается действие термостолбика, во втором — болометра и в третьем на основании общей теории флуктуаций вычисляется порог чувствительности любого теплового радиометра.

1. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РАДИАЦИОННЫХ ТЕРМОСТОЛБИКОВ¹

Большое значение радиационных термостолбиков для световых измерений постоянно привлекало внимание физиков к вопросу создания высокочувствительных термостолбиков.

¹ Исследование чувствительности и инерции термоэлементов и болометров было начато мной по инициативе В. Л. Грановского. В части, касающейся термоэлементов, оно основывалось на работах Йоханзена.

Настоящая работа является логическим завершением исследования Картрайта о чувствительности термоэлемента.

В настоящее время описаны и изготавливаются различные конструкции этих приборов [1], [2], [3], [4], [5], [6].

Наряду с конструктивными и технологическими усовершенствованиями, достигнутыми в отношении повышения чувствительности термостолбиков, рядом автором разрабатывалась теория этого прибора.

Одной из первых работ, сохранившей отчасти свое значение и на сегодняшний день, является работа Йоханзена [7], рассмотревшего вопрос о наиболее выгодном соотношении размеров отдельных частей термостолбика. При этом в качестве критерия чувствительности принималось максимальное отклонение гальванометра, соединенного с термостолбиком. Это условие равносильно требованию отдачи термостолбиком максимальной мощности во внешнюю цепь. Критерий чувствительности Йоханзена, пригодный при измерении сравнительно больших световых потоков, оказывается неприменимым в случае предельно малых световых потоков, поскольку он не учитывает наличия возмущений, действующих на гальванометр.

Другие авторы [8], [9], [10], рассматривавшие этот вопрос, искали условия для получения от термостолбика максимального тока или напряжения. Однако установленные ими критерии в большинстве случаев оказываются мало пригодными. Существование различных способов оценки чувствительности сильно затрудняло объективное сравнение качества отдельных конструкций термостолбиков и их пригодность для измерения предельно малых световых потоков, с которыми приходится иметь дело при различных спектральных исследованиях. Представляется наиболее целесообразным, как это предложил Картрайт [11], оценивать чувствительность не по самой величине отклонения гальванометра, а по отношению отклонений, вызванных, с одной стороны, световым потоком, а с другой, тепловыми флуктуациями.

Чем меньше будет световой поток, тем меньше будет это отношение и тем меньше будет точность измерений. Задаваясь определенной точностью измерений (например, 1%), мы тем самым определим тот наименьший световой поток, который может быть измерен данным термостолбиком и гальванометром с указанной точностью в заданное время. Таким образом чувствительность термостолбика можно оценивать по тому наименьшему световому потоку, который может быть измерен в определенное время с заданной точностью, учитывая при этом тепловые флуктуации.

Этот наименьший световой поток должен вызвать в термостолбике ток I , в m (100) раз превосходящий токи, соответствующие флуктуациям гальванометра. Последние, как известно, для критически демпфированного гальванометра [12] выражаются равенством:

$$I_{\phi\lambda} = \sqrt{\frac{\pi k T}{R \theta}}, \quad (1)$$

где k — константа Больцмана; T — абсолютная температура; R — сопротивление всей цепи; θ — период гальванометра. Отсюда согласно сказанному следует:

$$I_{\min} = m I_{\phi, \lambda} \quad (2)$$

или

$$W_{\min} = I_{\min}^2 R = \frac{m^2 \pi k T}{\theta}. \quad (3)$$

Величина $W = I^2 R$, равная мощности, выделяемой термостолбиком в цепи, зависит от светового потока и конструкции термостолбика.

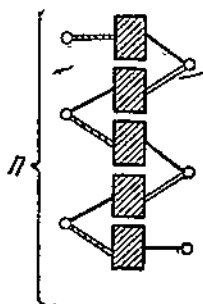
Развиваемая термостолбиком э. д. с. пропорциональна световому потоку; поэтому можно написать:

$$W = I^2 R = \frac{E^2}{R} = \alpha^2 q^2. \quad (4)$$

Коэффициент α характеризует собой чувствительность термостолбика. Зная эту величину, можно легко вычислить по формулам (3) и (4) минимальный световой поток $q_{\min}$.

Рассмотрим теперь, от чего зависит коэффициент $\alpha = \frac{\sqrt{W}}{q}$ и какие должны быть выполнены условия для достижения им максимального значения.

Для вычисления α составим уравнение теплового баланса в стационарном состоянии для n последовательно соединенных термоэлементов, изображенных на фиг. 1, предполагая, что они помещены в вакуум:



Фиг. 1.

$$e_{\text{пер}} q = 4\sigma \varepsilon S T_0^4 \Delta T + n \lambda_1 x_1 \Delta T + n \lambda_2 x_2 \Delta T + n P I T_0, \quad (5)$$

где q — световой поток, падающий на все n приемников; S — площадь всех приемников; σ — константа закона Стефана-Больцмана; $\varepsilon = \varepsilon_{\text{пер}} + \varepsilon_{\text{адн}}$ — суммарная излучающая способность обеих сторон приемников; T_0 — температура холодных спаев и оболочки, окружающей термоэлементы; λ_1 и λ_2 — теплопроводность проволок; P — термо-э. д. с.; $x_1 = \frac{S_1}{l_1}$ и $x_2 = \frac{S_2}{l_2}$ — отношения сечений проволок к их длинам; I — ток; ΔT — повышение температуры, вызванное падающим на термостолбик световым потоком. Первый член уравнения (5) выражает потерю тепла через лучеиспускание поверхностью приемников. Вторые два члена определяют потери тепла через теплопроводность проволок. Лучеиспусканием с поверхности проволок можно пренебречь, так как оно играет небольшую роль, поскольку сечение проволок достаточно мало и поверхность их остается блестящей. Последний

член соответствует теплоте Пельтье, поглощаемой в спаях при протекании термотока¹.

Напряжение E , развиваемое термостолбиком, будет равно:

$$E = IR = nPAT. \quad (6)$$

Полное сопротивление R определяется из равенства:

$$R = R_{\text{столб}} + R_{\text{спай}} = R_{\text{спай}} + n \frac{\rho_1}{x_1} + n \frac{\rho_2}{x_2}, \quad (7)$$

где ρ_1 и ρ_2 — удельные сопротивления материалов проволок.

Подставляя уравнения (6) и (7) в (5), находим ΔT :

$$\Delta T = \varepsilon_{\text{пер}} q \left(4\sigma \varepsilon ST_0^3 + n\lambda_1 x_1 + n\lambda_2 x_2 + \frac{n^2 P^2 T_0}{R} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Пользуясь равенствами (6) и (4), вычисляем величину:

$$\alpha = \frac{\sqrt{W}}{q} = \frac{\varepsilon_{\text{пер}} n P}{\sqrt{R} \left(4\sigma \varepsilon ST_0^3 + n\lambda_1 x_1 + n\lambda_2 x_2 + \frac{n^2 P^2 T_0}{R} \right)}. \quad (9)$$

Определим значения x_1 , x_2 и n , при которых α делается максимальным. Для этого приравняем:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x_1} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x_2} = 0 \quad (10a)$$

и

$$\frac{\partial \alpha}{\partial n} = 0. \quad (10b)$$

Из первых двух равенств находим:

$$\frac{\lambda_1 x_1}{\lambda_2 x_2} = \frac{\frac{\rho_1}{x_1}}{\frac{\rho_2}{x_2}} \quad (11)$$

или

$$x_2 = x_1 \sqrt{\frac{\lambda_1 \rho_2}{\lambda_2 \rho_1}}. \quad (11a)$$

¹ Впервые на значение явления Пельтье для радиационных термостолбиков указал Картрайт [4]. Поправка, вносимая учетом этого явления, имеет тем большее значение, чем больше термо-э. д. с. спаев. Для материалов, из которых изготавливаются современные термостолбики, эта поправка имеет существенное значение. В своей работе Картрайт ограничился лишь численными и графическими расчетами и поэтому не смог получить полного представления о пределе чувствительности термостолбиков.

Равенство (11) имеет простой физический смысл: отношение теплопроводностей проволок должно равняться отношению их сопротивлений.

Из условия (10b) получаем:

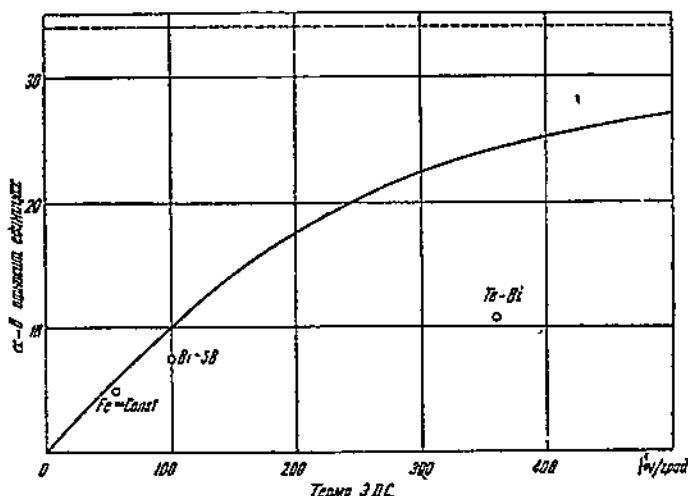
$$4\sigma eST_0^3 = n\Delta x_1 + \dots + \frac{n^2 P^2 T_0}{\frac{P_1}{x_1} n + R_{\text{нешн}}}, \quad (12)$$

где для сокращения обозначено:

$$\Delta = \lambda_1 + \lambda_2 \sqrt{\frac{\lambda_1 \rho_2}{\lambda_2 \rho_1}} \quad (12a)$$

и

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 \sqrt{\frac{\lambda_2 \rho_1}{\lambda_1 \rho_2}}. \quad (12b)$$



Фиг. 2.

Пренебрегая в равенстве (12) внешним сопротивлением $R_{\text{нешн}}$ по сравнению с сопротивлением термостолбика $R_{\text{т. столб}}$, можно легко определить величины x_1 и x_2 и максимальное значение α

$$\alpha_{\text{max}} = \frac{e_{\text{пер}} P}{\sqrt{\Lambda \rho + P^2 T_0} \sqrt{4\sigma T_0^3 e S}}. \quad (13)$$

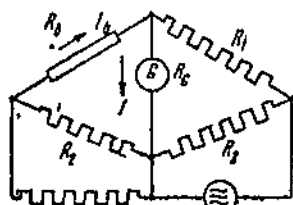
Из равенства (13) видно, что величина α не зависит от числа спаев n и, следовательно, взяв их достаточное число, можно всегда удовлетворить требованию $R_{\text{нешн}} < R_{\text{т. столб}}$.

На фиг. 2 представлена зависимость величины α от термо-э. д. с. P . При построении кривой предполагалось, что металлы

точно подчиняются закону Видемана-Франца, т. е. для них выполняется условие:

$$\lambda\rho = 2,32 \cdot 10^{-8} T_0. \quad (14)$$

На практике материалы, обладающие большой термо-э. д. с., не подчиняются строго этому закону. Как правило, отклонение тем больше, чем больше термо- э. д. с. Значение величины α для ряда наиболее часто употребляющихся термоэлектрических пар изображено на этой диаграмме отдельными точками.



Фиг. 3.

Асимптотическое стремление кривой к пределу обусловлено существованием эффекта Пельтье:

Сравнение значения α для термостолбиков, изготовленных из различных материалов с предельным значением, соответствующим бесконечно большей термо- э. д. с., показывает, что современные термостолбики всего в несколько раз хуже идеального термостолбика.

Пользуясь формулой (4), можно вычислить наименьшие световые потоки, измеримые с помощью идеальных термостолбиков. Принимая, что воспринимающая поверхность $S = 1 \text{ см}^2$, а период гальванометра равен 1 сек., находим:

$$q_{\min} \approx 7 \cdot 10^{-9} \text{ W}. \quad (15)$$

В следующих разделах будет показано, что чувствительность других тепловых радиометров, служащих для световых измерений, имеет тот же порядок величины, что и у термостолбика, и что нельзя осуществить радиометр, порог чувствительности которого был бы во много раз лучше, чем у идеального термостолбика, вопреки утверждениям, высказанным в работах Хайеса [13] и Вейнгера [14].

2. О ПРЕДЕЛЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ БОЛОМЕТРА

Классические работы Ланглея по исследованию солнечного спектра положили начало широкому применению болометра для световых (спектральных) измерений.

Впервые вопрос о чувствительности болометра был рассмотрен в работе Е. Варбурга, Г. Лейтхаузера и Е. Йоханзена [15]. Из последних работ следует назвать исследование Картрайта [11]. Однако в своих работах эти авторы не дают ответа на основной вопрос о наивыгоднейшем соотношении размеров болометра и о пределе его чувствительности. Известно, что изменение сопротивления болометра, происходящее под действием падающего на него светового потока, измеряется с помощью моста Уитстона, поэтому, исследуя условия получения высокой чувствительности болометра, надо принять во внимание и схему, в которую он включен.

На фиг. 3 представлена обычная схема включения болометра. Отклонение гальванометра, включенного в мост, является мерой светового потока, падающего на болометр.

Под чувствительностью болометра будем в дальнейшем понимать, как и в случае термоэлемента, тот наименьший световой поток, который может быть измерен в определенное время с заданной наперед точностью, учитывая флуктуации гальванометра.

Для определения чувствительности болометра надо найти отношение тбк в гальванометре, вызванного падающим световым потоком, к току, соответствующему флуктуациям гальванометра.

Из теории моста Уитстона [16] следует, что величина тока, протекающего через гальванометр, определяется равенством:

$$I = I_g \frac{\Delta R}{R_g} L, \quad (16)$$

где I_g — ток, текущий по самому болометру;

R_g — сопротивление болометра;

ΔR — изменение сопротивления болометра, вызванное нагреванием его световым потоком;

L — коэффициент, зависящий от отношения сопротивлений в мосте, равный:

$$L = \frac{1}{\frac{R_{\text{гало}}}{R_g} \left(1 + \frac{R_g}{R_1}\right) + \left(1 + \frac{R_g}{R_2}\right)}. \quad (17)$$

Для вычисления ΔR надо составить два уравнения, определяющие распределение температуры вдоль болометра. Первое уравнение относится к случаю, когда болометр нагревается только протекающим по нему током, а второе, когда имеется дополнительное нагревание, обусловленное световым потоком:

$$\sigma \varepsilon (T_1^4(x) - T_0^4) b + \lambda b d \frac{d^2 T_1(x)}{dx^2} = \frac{0,24 I_g^2 \rho_0}{bd} \left[1 + \frac{\alpha}{\rho_0} (T_1(x) - T_0) \right], \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \sigma \varepsilon (T_2^4(x) - T_0^4) b + \lambda b d \frac{d^2 T_2(x)}{dx^2} = \\ = \frac{0,24 I_g^2 \rho_0}{bd} \left[1 + \frac{\alpha}{\rho_0} (T_2(x) - T_0) \right] + q b \varepsilon_1. \end{aligned} \quad (19)$$

В этих уравнениях приняты следующие обозначения:

$T_1(x)$ — температура болометра в точке x , вызванная протекающим по нему током I_g ;

$T_2(x)$ — температура болометра в точке x , вызванная совместным действием тока I_g и падающего светового потока;

b — ширина болометра;

d — толщина болометра;

- σ — константа закона Стефан-Больцмана;
 $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ — сумма коэффициентов абсорбции передней и задней стороны болометра;
 q — световой поток, падающий на 1 см^2 поверхности болометра;
 ρ_0 — удельное сопротивление материала, из которого сделан болометр при температуре T_0 ;
 α — средний температурный коэффициент удельного сопротивления;
 λ — коэффициент теплопроводности.

Первые члены левых частей уравнений выражают потерю тепла через лучеиспускание. Вторые члены учитывают теплопроводность болометра.

При составлении уравнений (18) и (19) предположена линейная зависимость удельного сопротивления от температуры; однако поскольку нагревание током может быть довольно значительным, следует для коэффициента α принимать некоторое среднее значение в интервале температур от T_0 до T_1 .

Разность между температурами $T_2 - T_1 = \tau$ или точнее среднее значение этой разности определяет интересующее нас изменение сопротивления ΔR .

Строгое решение уравнений (18) и (19) приводит к сложным квадратурам, не позволяющим наглядно исследовать зависимость полученного решения от коэффициентов уравнений, поэтому приходится ограничиться некоторым приближением. Заменим первые члены уравнений (18) и (19), выражающие потерю тепла через лучеиспускание, следующими приближенными выражениями:

$$4\sigma\varepsilon T_{cp}^3 (T_1(x) - T_0) b$$

и

$$4\sigma\varepsilon T_{cp}^3 (T_2(x) - T_0) b, \quad (20)$$

где T_{cp} — средняя температура, лежащая в интервале

$$T_0 < T_{cp} < T_1^1.$$

Пользуясь этим упрощением, можно уравнения (18) и (19) привести к виду:

$$\lambda b d \frac{d^2 \tau_1(x)}{dx^2} + \left(4\sigma\varepsilon T_{cp}^3 b - \frac{0,24 I_{\sigma}^2 \alpha}{b d} \right) \tau_1(x) = \frac{0,24 I_{\sigma}^2 \rho_0}{b d}, \quad (21)$$

$$\lambda b d \frac{d^2 \tau_2(x)}{dx^2} + \left(4\sigma\varepsilon T_{cp}^3 b - \frac{0,24 I_{\sigma}^2 \alpha}{b d} \right) \tau_2(x) = \frac{0,24 I_{\sigma}^2 \rho_0}{b d} + q b \varepsilon_1, \quad (22)$$

где $\tau_1 = T_1 - T_0$ и $\tau_2 = T_2 - T_0$.

Написанные уравнения (21) и (22) допускают интеграцию в гиперболических функциях.

¹ Оценка значения T_{cp} показала, что $T_{cp} \approx 1,52 T_0$. Это значение было принято в последующих числовых расчетах.

Однако поскольку нас интересует достижение болометром возможно большего изменения температуры, сделаем следующее допущение: подберем параметры болометра и ток через него так, чтобы коэффициент при τ_1 был равен нулю, т. е.

$$4be b T_{cp} = \frac{0,24 I_0^2 \alpha}{bd}.$$

Физически это допущение означает компенсацию потерь через излучение за счет дополнительного выделения тепла током благодаря увеличению сопротивления болометра¹.

Приняв это допущение, можно значительно упростить уравнения, которые принимают вид:

$$\lambda b d \frac{d^2 \tau_1(x)}{dx^2} = 0,24 \frac{I_0^2 \rho_0}{bd}; \quad (21a)$$

$$\lambda b d \frac{d^2 \tau_2(x)}{dx^2} = \frac{0,24 I_0^2 \rho_0}{bd} + g b e_1. \quad (22a)$$

Решения этих уравнений, удовлетворяющие граничным условиям

$$\tau_1(0) = 0; \quad \tau_1(e) = 0; \quad \tau_2(0) = 0; \quad \tau_2(e) = 0, \quad (8)$$

выражаются следующими равенствами:

$$\tau_1(x) = \frac{0,24 I_0^2 \rho_0}{2\lambda b^2 d^2} (lx - x^2), \quad (21b)$$

$$\tau_2(x) = \left(\frac{0,24 I_0^2 \rho_0}{2\lambda b^2 d^2} + \frac{q e_1}{2\lambda d} \right) (lx - x^2), \quad (23)$$

где l — длина болометра.

Отсюда легко вычисляются средние значения:

$$\bar{\tau}_1 = \frac{0,02 I_0^2 \rho_0 l^2}{\lambda b^2 d^2}, \quad (24)$$

$$\bar{\tau}_2 = \frac{0,02 I_0^2 \rho_0 l^2}{\lambda b^2 d^2} + \frac{q e_1 l^2}{12\lambda d} \quad (25)$$

и

$$\bar{\tau} = \bar{\tau}_2 - \bar{\tau}_1 = \frac{q l^2 e_1}{12\lambda d}. \quad (26)$$

Пользуясь формулой (26), находим:

$$\Delta R = \frac{q e_1 \alpha l^2}{12\lambda b d^2}. \quad (27)$$

¹ Это допущение предполагает, что ток, текущий через болометр, остается постоянным. На практике это условие может быть всегда выполнено включением последовательно с мостом большего сопротивления. Картрайт (11) исходит из предположения, что напряжение на мосте постоянно. Однако при этом условии чувствительность болометра уменьшается.

Подставляя значение ΔR в формулу (16) и учитывая, что сопротивление болометра R_σ при температуре T равно:

$$R_\sigma = \frac{\rho_0 l}{bd} \left(1 + \frac{0,02 I_\sigma^2 R_\sigma^2}{\lambda b^2 d^2} \right), \quad (28)$$

получаем:

$$I = \frac{I_\sigma a l^2 q \varepsilon_1 L}{12 \rho_0 \lambda d \left(1 + \frac{0,02 I_\sigma^2 R_\sigma^2}{\lambda b^2 d^2} \right)}. \quad (29)$$

Выражение (29) имеет максимальное значение при:

$$I_\sigma = \frac{b h}{l} \sqrt{\frac{50 \lambda}{a}}. \quad (30)$$

Сопоставляя равенство (30) с условием (A), определяем наименьшее отношение квадрата длины болометра к его толщине:

$$\frac{l^2}{d} = \frac{3 \lambda}{\varepsilon \sigma T_{cp}^3}. \quad (31)$$

Подставляя выражения (31) и (30) в (29), находим:

$$I = 0,295 \sqrt{\frac{a}{\lambda \rho_0^2}} L Q \varepsilon_1, \quad (32)$$

где $Q = q l b$ — полный световой поток, падающий на болометр.

Для нахождения $Q_{\min}$ потребуем согласно данному вначале определению, чтобы ток в мосте I в n раз превосходил ток $I_{\phi n}$, соответствующий флуктуациям гальванометра.

Согласно формуле (1) $I_{\phi n}$ определяется из равенства

$$I_{\phi n} = \sqrt{\frac{\pi K T_{цены}}{\theta R_{цены}}}. \quad (33)$$

Сопоставляя формулы (32) и (33), находим:

$$Q_{\min} = \frac{n}{0,295 \varepsilon_1 L} \sqrt{\frac{\pi K T_{цены} \lambda \rho_0^2}{\theta R_{цены} a}}, \quad (34)$$

где θ — период гальванометра.

При соответствующем подборе соотношений сопротивлений моста коэффициент L [формула (17)] может быть сделан как угодно близким к единице, в этом случае $R_{цены} = R_\sigma$ и формула (34) принимает вид:

$$Q_{\min} = \frac{0,694 n}{\varepsilon_1} \sqrt{\frac{4 \pi k \rho_0 \varepsilon_1 \sigma T_{cp}^4 S}{\theta a}}, \quad (35)$$

где $S = b l$ обозначает площадь болометра.

Подставляя в формулу (35) численные значения для боло-

метра, имеющего воспринимающую площадь в 1 см^2 , находим при $\theta = 1 \text{ сек.}$ и $n = 100$:

$$Q_{\min} = 4,61 \cdot 10^{-10} \sqrt{\frac{p_0}{\alpha}} \text{ W.} \quad (36)$$

Температурный коэффициент $\frac{\alpha}{p_0}$ у большинства чистых металлов очень близок к 0,004 и только у некоторых, как например, у никеля, кобальта и железа, он достигает 0,006. Принимая эти значения температурного коэффициента, находим

$$Q_{\min} = 7,4 \div 6,0 \cdot 10^{-9} \text{ W.} \quad (37)$$

Из сопоставления чувствительности болометра с чувствительностью термоэлемента видно, что оба прибора имеют почти равную чувствительность, несмотря на то, что их действие основано на совершенно отличных физических явлениях.

В следующем разделе будет показано, что это на первый взгляд случайное совпадение является общим для всех тепловых радиометров.

3. О ПРЕДЕЛЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ТЕПЛОВЫХ РАДИОМЕТРОВ

В предшествующих разделах было показано на основе детального расчета, что чувствительности наиболее часто применяющихся радиометров — термоэлемента и болометра — по порядку величины совпадают. Возникает естественно вопрос, нельзя ли добиться большей чувствительности с помощью других приборов, неоднократно описанных в литературе. Сюда относятся: микрорадиометр [11], двухслойный радиометр [17], [18], [19], газовый радиометр [13], [14], [19] и др.

Ниже будет показано, что, основываясь на общих положениях статистической физики, можно, не вдаваясь в детали конструктивного осуществления того или иного радиометра, установить общий для всех тепловых радиометров предел чувствительности. При этом, как и прежде, порогом чувствительности будем считать тот наименьший световой поток, который в заданное время может быть измерен с определенной точностью.

Действие всех перечисленных выше тепловых радиометров основано на том, что световой поток, поглощаемый в процессе измерения радиометром, вызывает повышение температуры. Это изменение температуры с помощью того или иного устройства делается доступным нашим органам чувств.

Между величиной светового потока и повышением температуры существует прямая связь, позволяющая по повышению температуры измерять световой поток. Чем меньше световой поток, тем меньше повышение температуры. Для измерений с заданной точностью необходимо, чтобы повышение температуры, вызванное световым потоком, в требуемое число раз превосходило величину флуктуаций температуры.

В статистической физике доказывается [20], [21], что сред-

нее квадратичное отклонение температуры тела от среднего значения определяется формулой

$$\bar{\tau}^2 = \frac{kT^2}{C_1^2 \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right)}, \quad (38)$$

где C_1 — теплоемкость тела и C_2 — теплоемкость тел, находящихся в тепловом контакте с телом, флюктуация температуры которого определяется формулой (38).

Во всех интересующих нас случаях

$$C_1 \ll C_2$$

и формула (38) принимает более простой вид:

$$\bar{\tau}^2 = \frac{kT^2}{C_1}. \quad (39)$$

Определим теперь повышение температуры, вызванное падающим световым потоком Q , и потребуем, чтобы оно в n раз превосходило величину $\sqrt{\bar{\tau}^2}$.

Составим уравнение баланса энергии радиометра при падении на него светового потока Q :

$$\epsilon Q dt = 4\sigma T_0^3 \epsilon S \tau dt + p \tau dt + C_1 d\tau, \quad (40)$$

где τ — повышение температуры радиометра над окружающими телами; ϵ — коэффициент поглощения воспринимающей поверхности; S — площадь воспринимающей поверхности; p — коэффициент, характеризующий теплопроводность и другие потери, возможные в радиометре; C_1 — теплоемкость радиометра.

Предполагая, что световой поток начал падать на радиометр в момент времени $t=0$, напомним решение дифференциального уравнения (40) в виде:

$$\tau = \frac{\epsilon Q}{4\sigma T_0^3 \epsilon S + p} \left(1 - e^{-\frac{4\sigma T_0^3 \epsilon S + p}{C_1} t} \right). \quad (41)$$

Через достаточный промежуток времени температура радиометра примет стационарное значение:

$$\tau = \frac{\epsilon Q}{4\sigma T_0^3 \epsilon S + p}. \quad (42)$$

Чтобы температура радиометра отличалась от стационарного значения меньше чем на 10%, достаточно промежутка времени:

$$t = \frac{2,3 C_1}{4\sigma T_0^3 \epsilon S + p}, \quad (43)$$

характеризующего инерцию радиометра.

Сопоставляя уравнения (39) и (42), находим наименьший световой поток $Q_{\min}$:

$$Q_{\min} = \frac{n}{\varepsilon} \sqrt{\frac{kT^2(4\sigma T_0^3 \varepsilon S + p)^2}{C_1}}. \quad (44)$$

Пользуясь равенством (43), преобразуем равенство (44) к виду:

$$Q_{\min} = \frac{n}{\varepsilon} \sqrt{\frac{2,3kT^2(4\sigma T_0^3 \varepsilon S + p)}{t}}. \quad (45)$$

Универсальное соотношение (45) позволяет сравнивать между собой радиометры самых различных конструкций и принципов действия. Из этого соотношения видно, что наилучшим является радиометр, у которого потери на теплопроводность сведены к минимуму. С этой точки зрения очевидно, что газовый радиометр вопреки утверждению Хайеса [13] и Вейнгерова [14] благодаря неизбежной теплопроводности и конвекции газа и, следовательно, большому значению коэффициента p не может обладать чувствительностью большей, чем, например, термоэлемент. В последнем при оптимальных условиях должно соблюдаться соотношение:

$$P = 4\sigma T_0^3 \varepsilon S \quad [\text{см. формулу (12)}]. \quad (46)$$

Обратное заключение, к которому пришли названные авторы, основано на ошибочном выводе.

Подсчитаем, пользуясь формулой (45), наименьший световой поток, который может быть измерен идеальным радиометром, т. е. таким, у которого удалось свести потери тепла на теплопроводность к нулю ($p=0$).

Принимая, как и прежде, воспринимающую поверхность $S=1 \text{ см}^2$, $t=1 \text{ сек.}$, находим при $n=100$ (точность измерения 1%):

$$Q_{\min} \approx 4,25 \cdot 10^{-9} \text{ W}. \quad (47)$$

Сопоставляя значения $Q_{\min}$, вычисленные для идеального термоэлемента (термо- э. д. с. $=\infty$) и болометра, с значением $Q_{\min}$, соответствующим идеальному радиометру, мы видим, что первые два прибора очень близки к абсолютному пределу.

Примечание. Изложенная в этих трех статьях флюктуационная теория тепловых радиометров не является вполне строгой и требует небольшого уточнения, сущность которого заключается в следующем. В первых статьях было предположено, что неопределенность измерений происходит только благодаря флюктуациям подвижной системы гальванометра. Это предположение законно, пока период гальванометра значительно больше времени установления теплового равновесия термоэлемента или болометра.

В настоящей работе, наоборот, принималось, что время установления определяется только тепловой инерцией радиометра, а указывающее устройство, о конструкции которого ничего не предполагалось, обладает очень малым периодом и его флюктуации не принимались во внимание.

Во многих случаях эти упрощающие предположения не выполняются. Тепловая инерция самого радиометра и период указывающего устрой-

ства почти совпадают. В этих случаях в формулы (44) и (45) должен быть внесен поправочный множитель, мало отличающийся от единицы.

Пользуюсь случаем выразить свою благодарность В. Л. Грановскому, указавшему на возможность использования представлений о тепловых флуктуациях для доказательства существования единого порога чувствительности тепловых индикаторов, установленного мной ранее из соображений, связанных с коэффициентом полезного действия идеальной тепловой машины.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. C. Burger & Ph. v. Cittert, „Zs. f. Physik“, 66, 210, 1930.
2. C. Mueller, Naturwissenschaften, 19, 416, 1931.
3. H. Cartwright, Rev. of Scient. Instr., 1, 592, 1930.
4. H. Cartwright, Rev. of Scient. Instr., 3, 73, 1932.
5. H. Cartwright, Rev. of Scient. Instr., 4, 382, 1933.
6. R. v. Jones, Journ. of Sc. Instr., XI, № 8247, 1934.
7. Johansen, Ann. d. Phys., 33, 517, 1910.
8. F. C. Bracett & Mc Alister, Rev. of Sc. Instr., 1, 181, 1931.
9. Johnson & L. Harris, Phys. Rev. 45, 63, 1934.
10. Johnson & L. Harris, Rev. of Sc. Instr., 5, 153, 1934.
11. Cartwright, Zeitschr. f. Physik 92, 15—171, 1934.
12. Грановский. Электрические флуктуации.
13. Heless, Rev. of Sc. Instr., 7, 202, 1936.
14. М. Вейнгероу, ДАН III (XII), 3, 98, 1936.
15. E. Warburg, G. Leithausen & E. Johnson, Ann. d. Phys., 24, 25, 1907.
16. W. Jaeger, Elektrische Messtechnik, S. 309—311, Aug. 1922.
17. М. Вейнгероу, Phys.—Zeitschr. d. Sowjetunion, 1, 304, 1932.
18. М. Вейнгероу, ДАН СССР нов. сер., 160, 1933.
19. Рибо, Оптическая пирометрия, стр. 401—403, изд. 1934.
20. Лорентц, Статистические теории в термодинамике.
21. Герифельд, Кинетическая теория материя.
22. К. Вульфсон, ДАН XXI, 8, 224, 1938.

ОБ ИНЕРЦИИ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ МЕТОДОМ КАТОДНОГО РАСПЫЛЕНИЯ ИЛИ ИСПАРЕНИЯ¹

Радиационные термоэлементы должны обладать двумя свойствами: чувствительностью и малой инерцией. В зависимости от назначения термоэлемента требуется то или иное свойство. В ряде появившихся за последнее время работ [1], [2] рассматривается вопрос об изготовлении малоинерционных и высокочувствительных термоэлементов методом катодного распыления или испарения.

Как мы покажем ниже, термоэлементы, изготовленные этими методами, не могут обладать большой чувствительностью и малой инерцией, в особенности, когда термоэлемент нанесен на подслон из слюды. Благодаря сравнительной простоте технологического процесса изготовления эти термоэлементы смогут найти себе применение, главным образом, в тех случаях, когда требуется большая вольтовая чувствительность.

1. Хорошие инерционные свойства предполагают обычно получить, напыляя или испаряя чрезвычайно тонкие слои металла на подслон, которым обычно является или тонкая пластинка слюды или же пленка целлулоида. При этом предполагается, что ввиду плохой теплопроводности подслоя не может влиять на нагревание слоя металла, особенно в первые мгновения с начала освещения термоэлемента. Однако это предположение неверно: при незначительной толщине применяемых подслоев, даже при их небольшой теплопроводности, не может образоваться значительная разность температур между передней и задней стороной подслоя. По этой причине инерция термоэлемента будет определяться как теплоемкостью металла, так и подслоя. Чтобы доказать это, решим задачу о распределении тепла в подслое.

Уравнение, определяющее нагревание подслоя термоэлемента, будет:

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial \tau}{\partial t}, \quad (1)$$

¹ Впервые на возможность изготовления термоэлементов методом катодного распыления указал В. Л. Грановский в 1931 г.

где $a^2 = \frac{K}{\rho c}$, K — теплопроводность, ρ — плотность, c — удельная теплоемкость и τ — повышение температуры подслоя в точке, находящейся на расстоянии x от передней стороны подслоя. Граничные условия для передней стороны:

$$-k \frac{\partial \tau}{\partial x} = q - S\tau, \quad (2)$$

где q — плотность светового потока, падающего на термоэлемент;

$$S = 4\sigma T_0^3; \quad \sigma = 1,38 \cdot 10^{-12} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{grad}^4;$$

T_0 — температура окружающей среды.

Граничные условия для задней стороны:

$$-k \frac{\partial \tau}{\partial x} = S_1 \tau. \quad (3)$$

Так как с задней стороны подслоя не зачернен, то и излучение будет меньше, следовательно, S_1 должно быть меньше S .

Слой металла, из которого состоит термоэлемент, будем предполагать настолько тонким, что его температура должна совпадать с температурой передней поверхности подслоя. Наша задача состоит в определении этой температуры.

Начальное условие положим:

$$\tau(x_1, 0) = 0. \quad (4)$$

Решение, удовлетворяющее уравнению и всем условиям, напишется так ¹:

$$\tau(x, t) = \frac{\tau_1 - \tau_0}{l} x + \tau_0 - \sum_{n=0}^{n=\infty} C_n e^{-a^2 \lambda_n^2 t} [\sin(\lambda_n x + \varphi_n)]. \quad (5)$$

В этом решении собственные числа λ_n являются корнями уравнения:

$$\text{ctg } \lambda_n l = \frac{1}{\alpha + \alpha_1} \left(\frac{\alpha \alpha_1}{\lambda_n} - \lambda_n \right), \quad (6)$$

где для сокращения через α обозначены $\frac{S}{k}$ и $\alpha_1 = \frac{S_1}{k}$. Фаза φ_n определяется из равенства:

$$\text{tg } \varphi_n = \frac{\lambda_n}{\alpha}. \quad (7)$$

Коэффициент C_n определяется из начального условия (4). Положив в решении (5) $t = 0$, умножив его на $\sin(\lambda_n x + \varphi_n)$ и про-

¹ О решении уравнения (1) с краевыми условиями, аналогичными разбираемым, см. книгу Кошлякова «Основные дифференциальные уравнения математической физики».

интегрировав по x от 0 до l , найдем, ввиду ортогональности функций $\sin(\lambda_n x + \varphi_n)$:

$$C_n = \frac{\int_0^l \left(\frac{\tau_1 - \tau_0}{l} x + \tau_0 \right) \sin(\lambda_n x + \varphi_n) dx}{\int_0^l \sin^2(\lambda_n x + \varphi_n) dx} \quad (8)$$

В интересующем нас случае, когда пластинка очень тонка, величина $\sqrt{\alpha \alpha_1}$ удовлетворяет неравенству:

$$\sqrt{\alpha \alpha_1} \ll \frac{\pi}{2l} \quad (9)$$

и, следовательно, собственные числа λ_n имеют значения:

$$\lambda_n \approx \frac{n\pi}{l} \quad (10)$$

за исключением λ_0 , для которого справедливо приближенное равенство:

$$\lambda_0^2 \approx \frac{\alpha + \alpha_1}{l} \quad (10a)$$

Коэффициенты C_n определяются из соотношений

$$C_n \approx \frac{2l}{n^2 \pi^2} (\tau_1 \alpha_1 + \tau_0 \alpha) \quad (11) \quad \text{и} \quad C_0 = \frac{1}{\alpha + \alpha_1} (\tau_1 \alpha_1 + \tau_0 \alpha). \quad (11a)$$

При этом будут иметь место следующие неравенства:

$$\lambda_0 \ll \lambda_1 < \lambda_2 \dots \quad (12) \quad \text{и} \quad C_0 \gg C_1 > C_2 \dots \quad (13)$$

Первые части этих неравенств $\lambda_0 \ll \lambda_1$ и $C_0 \gg C_1$, являющихся следствием ничтожной толщины подслоя, получаются: первое — делением (10a) на (10) и сравнением с (9); второе — делением (11) на (11a). Ввиду малой величины λ_0 по сравнению с λ_1 уже через ничтожный промежуток времени старшие члены ряда, вообще малые, перестанут играть всякую роль. Из всего ряда останется только один нулевой член, который и определяет в основном нагревание всей пластинки, и следовательно, все части пластинки нагреваются с одинаковой быстротой.

Выясним, насколько условие (9) выполняется у реальных термоэлементов, а заодно подсчитаем и время их нагревания. Разберем два случая:

1. Термоэлемент нанесен на подслоя из слюдяной пластинки толщиной в 5 μ (отколоть более тонкую пластинку размером в несколько cm^2 практически почти невозможно).

По таблицам¹ для слюды находим:

$$\begin{aligned} K &= 0,00086 \text{ cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{grad}, \quad \rho = 2,8 \text{ g/cm}^3, \\ C &= 0,208 \text{ cal/g} \cdot \text{grad}, \quad S = 4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-12} T_0^3 = \\ &= 1,35 \cdot 10^{-4} \text{ cal/sec} \cdot \text{cm}^2 \text{ grad}^4. \end{aligned}$$

¹ Таблицы физико-химических констант. Под ред. А. Ф. Иоффе, изд. 1928 г.

Примем из-за отсутствия точных данных, что S_1 , которая вообще меньше S , равна ей. Это предположение увеличивает α_1 до α и, следовательно, вычисленная инерция будет несколько лучше истинной. Подставляя численные значения в формулу (5), находим коэффициент показателя степени первого члена ряда:

$$\alpha^2 \lambda^2 = \frac{S + S_1}{\rho C l}. \quad (14)$$

Отсюда время нагревания термоэлемента до половины стационарной температуры: $t_{1/2} = \ln 2 \frac{\rho C l}{(S + S_1)} = 0,75$ сек.

2. Для вычисления инерции термоэлементов, полученных напылением на значительно более тонкую пленку целлулоида, можно воспользоваться данными из статьи [2]:

$$\begin{aligned} l_{\text{целлулоида}} &= 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}, & l_{\text{металла}} &= 1 \cdot 10^{-5} \text{ см}, \\ \epsilon_{\rho \text{ целлулоида}} &= 0,56 \text{ cal/cm}^3 \cdot \text{grad}, & \epsilon_{\rho \text{ металла}} &= 0,3 \text{ cal/cm}^3 \cdot \text{grad}, \\ S + S_1 &= 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{grad}^4, \end{aligned}$$

откуда находим $\tau_{1,2} \approx 0,1$ сек.

Подставляя из первого примера численные значения в неравенство (9), убеждаемся в его справедливости:

$$\frac{1,35 \cdot 10^{-4}}{8,6 \cdot 10^{-4}} = 0,157 \ll \frac{\pi}{2,2 \cdot 10^{-4}} \approx 0,810^4.$$

Для второго примера неравенство будет еще сильнее.

Полученные выше формулы позволяют подсчитать чувствительность термоэлемента. Однако отсутствие точных данных о теплопроводности и электропроводности слоев, полученных методами катодного распыления или испарения, не позволяет проверить полученные формулы числовым расчетом. Но можно утверждать, что чувствительность термоэлементов, приготовленных этими методами, будет невелика.

Известно, что удельное сопротивление пленок, полученных катодным распылением или испарением, значительно превосходит нормальное сопротивление данного металла [3], [4], иногда в сотни раз. Соответственной тепловой обработкой можно его понизить, но все же оно остается значительно выше нормального. Это свойство катодных пленок приводит нас к выводу, что согласно формуле (13) предшествующей статьи особо чувствительных термоэлементов этими методами получить нельзя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Z. Klemensiewicz & Z. Wasowicz, Zeits. f. Physik, 71, H. 11—12 S. 817, 1931.
2. Johnson & Harris, Phys. Rev., 45, № 9, 1934.
3. Маслаковец, Катодное распыление.
4. J. Kramer, Ann. d. Physik, 19, H. 1, S. 37, 1934.