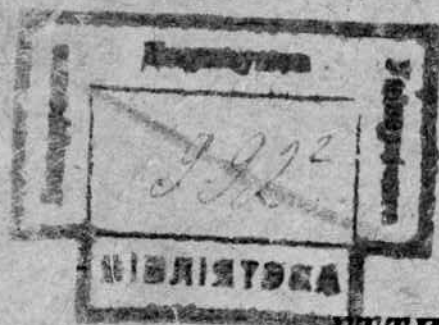


К-20

Н. А. БАПЦОВ

**ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ВАКУУМЕ
И РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗАХ**



ГТИ • 1933

53
К 20

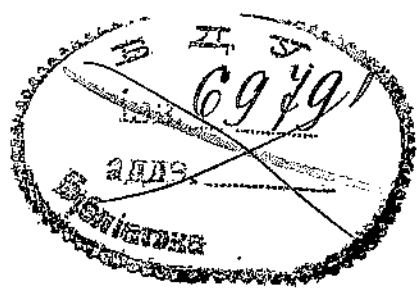
Н. А. КАПЦОВ

Депозитарий

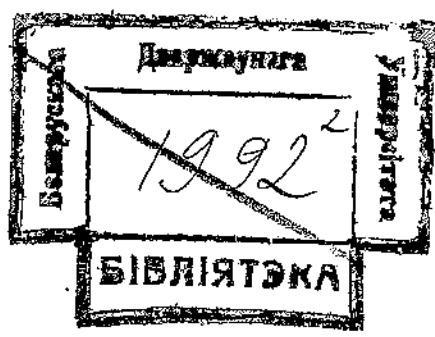
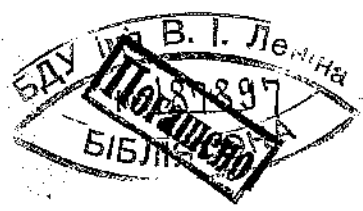
Пров. 1965

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМЕ И РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗАХ

7.1.409336



КХН



ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1933 ЛЕНИНГРАД

ПРОВЕРЕНО
1966 г.

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

Редакционная работа по этой книге проведена *Ф. Ф. Волженинским*. Издание оформлено *О. Н. Персианниковой*. Корректуру держала *Н. С. Ширяева*. Наблюдала за выпуском *О. П. Морозова*. Рукопись слана в набор в сентябре, подписано к печати в июле, вышло в свет в сентябре. Тираж 8000. ГТТИ № 649. Печати листов в книге 22 $\frac{1}{2}$. Типограф. знаков в книге 123 тыс. Статформат 62×94 в $\frac{1}{16}$. Уполномоченный Главдита В-52613. Заказ 6217.

Фабрика книг «Красный пролетарий», издательства ЦК ВКП(б) Партиздата
Москва, Краснопролетарская, 15.

ОНЗ 3047

ПРЕДИСЛОВИЕ.

Электрические явления в разреженных газах находят сейчас применение в целом ряде изделий и приборов, весьма важных либо по тому значению, которое они имеют для развития энергетики, а также различных видов связи, либо по тому чрезвычайно широкому распространению, которое эти изделия получают или должны получить в ближайшем будущем в СССР. К первой группе относятся: выпрямители, преобразователи тока и мощные реле (тиратроны), играющие весьма большую роль в вопросах передачи и рационального использования электрической энергии, затем лампы телевидения и фотоэлементы, столь существенные в вопросах связи, различные индикаторы и предохранители и т. д. Ко второй группе относятся новые мощные источники света с большим коэффициентом полезного действия. Экономия, которая может быть достигнута в ближайшие годы от замены или некоторых теплорешных источников света, по всему СССР исчисляется многими миллионами рублей в год.

Между тем литература на русском языке по физико-техническим вопросам, связанным со всеми этими изделиями, начала появляться лишь за самое последнее время (В. П. Володин, Выпрямители, Москва—Ленинград 1932; А. Гонтершультце, Электрические выпрямители и вентили, перев. с нем., Москва—Ленинград 1932). А систематическое, более или менее полное изложение той области физики, которую можно назвать учением об электрических явлениях в газах, на русском языке совершенно отсутствует. Это и послужило стимулом к выпуску настоящей книги.

По своему объему и изложению книга предназначена для инженерно-технических и лабораторных работников электровакуумной промышленности, желающих сознательно работать в области изготовления и усовершенствования перечисленных выше изделий, и для студентов вузов и вузов, готовящихся стать такими работниками. Так как нельзя работать в области электрических разрядов в газах, не зная вообще физики газов и основ техники высокого вакуума, то первые главы книги отведены этим областям. При написании книги автор исходил из тех курсов, которые он ведет в Московском государственном университете

и в Московском энергетическом институте (а до слияния в Институте народного хозяйства им. Плеханова) по физике и технике вакуума с 1924 г. и по электрическим явлениям в газах с 1929 г., причем несколько расширил и дополнил их. Помещенный в конце книги краткий литературный указатель не претендует на большую полноту и имеет целью лишь дать необходимые указания начинающему работать в данной области.

В заключение выражаю мою глубокую благодарность инж. В. И. Затуловскому, который в бытность свою студентом Плехановского института записал курс моих лекций по вакуум-технике, сотруднику ВЭИ М. С. Шипалову, оказавшему мне большую помощь в составлении и изготовлении чертежей, и моим сотрудникам по Лаборатории электрических явлений в газах Научно-исследовательского института физики МГУ В. Г. Спиваку, П. В. Тимофееву и С. Д. Гвоздоверу за добрые советы и указания.

Н. Канцов.

Москва, 1 июля 1932 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

	<i>Стр.</i>
<i>ПРЕДИСЛОВИЕ</i>	3
<i>I. ВВЕДЕНИЕ</i>	9
<i>II. СВЕДЕНИЯ ИЗ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВ.</i>	
§ 1. Вывод основного уравнения кинетической теории	12
§ 2. Максвелловское распределение скоростей; средняя скорость; наиболее вероятная скорость	17
§ 3. Элементарный подсчет средней длины свободного пути	24
§ 4. Вероятность данной длины свободного пути	33
§ 5. Закон коснуса. Число молекул, ударяющихся об 1 см ² стенки в 1 сек. при максвелловском распределении скоростей	34
§ 6. Поведение газов при низких давлениях	37
§ 7. Теплоемкость газов	38
<i>III. ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА ВАКУУМНЫХ НАСОСОВ.</i>	
§ 1. Скорость действия насоса	43
§ 2. Классификация насосов	45
§ 3. Масляные поршневые и ротационные насосы	46
§ 4. Молекулярные насосы	53
§ 5. Ртутные диффузионные и конденсационные насосы	58
§ 6. Многоступенчатые насосы	66
§ 7. Ртутные насосы прежних типов	68
§ 8. Конденсационные насосы с применением органических веществ вместо ртути	70
<i>IV. ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА МАНОМЕТРОВ.</i>	
§ 1. Ртутные манометры	71
§ 2. Механические вакуумметры	72
§ 3. Манометр Мак-Леода	72
§ 4. Абсолютный манометр Кнудсена; радиометрические манометры	80
§ 5. Манометры, основанные на теплопроводности газа	90
§ 6. Понизационный манометр	94
§ 7. Манометры, основанные на трении	99
§ 8. Градуировка манометра	100
§ 9. Определение давления в готовых вакуумных приборах, в частности в лампах накаливания	101
§ 10. Применение газового разряда для определения степени разрежения	105

V. ХИМИЧЕСКИЕ, ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ И АБСОРБЦИОННЫЕ СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОГО ВАКУУМА, ВЛИЯНИЕ СТЕКЛЯННЫХ СТЕНОК И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТЕЙ НА ВАКУУМ.

§ 1. Поглощение газов твердыми телами	106
§ 2. Улучшение вакуума путем поглощения газов углем	107
§ 3. Обезгаживание стекла и металлов	109
§ 4. Химические способы получения вакуума	112
§ 5. Изменение вакуума в стеклянных сосудах с течением времени	117

VI. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ И ДЕТАЛИ УСТРОЙСТВА НАСОСНЫХ УСТАНОВОК.

§ 1. Законы протекания газа по трубкам	118
§ 2. Сопротивление узких отверстий движению газа	128
§ 3. Зависимость давления от температуры в разных частях вакуум-аппаратуры. Явление термической эффузии	129
§ 4. Практическое осуществление вакуум-установок	133

VII. МЕТОДЫ ОТКАЧКИ НЕКОТОРЫХ ВАКУУМНЫХ ИЗДЕЛИЙ.

§ 1. Лампы накаливания	143
§ 2. Откачка катодных ламп и других изделий	148

VIII. ТЕРМОИОННАЯ ЭМИССИЯ.

§ 1. Электрические явления в газах	149
§ 2. Экспериментальная сторона явления термоионной эмиссии	149
§ 3. Первая формула Ричардсона	152
§ 4. Вторая формула Ричардсона	154
§ 5. Определение работы выхода ϕ из скрытой теплоты эмиссии электронов	164
§ 6. Соотношение между работой выхода и контактной разницей потенциалов двух металлов	166
§ 7. Теория эмиссии Шоттки. Зависимость работы выхода от внешнего поля	167
§ 8. Вырывание электронов из металла сильным полем	171
§ 9. Распределение скоростей в потоке электронов при термоионной эмиссии	171
§ 10. Эмиссия мономолекулярных слоев. Горючие, оксидные и барьерные катоды	173
§ 11. Эмиссия положительных ионов	176
§ 12. Шрот-эффект	177

IX. ИОНИЗАЦИЯ ГАЗОВ, ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ В ГАЗЕ.

§ 1. Прхождение электрического тока через газ. Коэффициенты η , μ и α	179
§ 2. Подвижность ионов	184
§ 3. Ионизация и возбуждение газа ударами электронов. Столкновения первого и второго рода	188
§ 4. Ионизация при столкновении с положительными ионами	201
§ 5. Ионизация высокой температурой	202
§ 6. Ионизация путем поглощения излучения	203

§ 7. Вывисший фотоэлектрический эффект	204
§ 8. Вторичные электроны	205
§ 9. Остаточная доплавация газа	209

X. ТЕОРИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЗАРЯДОВ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА В ДАННОЙ ТОЧКЕ ИОНИЗИРОВАННОГО ГАЗА.

§ 1. Пространственный заряд. Формулы Лонгмюра	212
§ 2. Простые холодные волны	221
§ 3. Накаленные волны	222
§ 4. Теория волнов Лонгмюра и Мосс-Смита	223
§ 5. Длина свободного пути электронов и ионов. Эффект Рамзауэра	233
§ 6. Поверхностные заряды на стекле. Явление псевдоваккуума	235

XI. КЛАССИФИКАЦИЯ И ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ГАЗАХ.

§ 1. Элементарные процессы при газовом разряде	237
§ 2. Различные виды газового разряда	238
§ 3. Характеристика газового разряда	240
§ 4. Условия устойчивости газового разряда	240

XII. ТАУНСЕНДОВСКИЙ РАЗРЯД.

§ 1. Теория Таунсенда	247
§ 2. Коэффициенты α и β Таунсенда. Закон Пашена	257
§ 3. Запалывание зажигания разряда. Опыты Роговского. Роль пространственных зарядов в процессе зажигания разряда	261
§ 4. Зависимость потенциала зажигания от различных условий	264

XIII. ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД.

§ 1. Характерные признаки и составные части тлеющего разряда	269
§ 2. Переход от тихого разряда к тлеющему и от тлеющего к дуговому. Характеристика тлеющего разряда. Распределение потенциала	271
§ 3. Астосово темное пространство. Первое катодное свечение. Друксово темное пространство	273
§ 4. Закон Галя. Нормальное и аномальное катодное падение потенциала	275
§ 5. Распределение поля у катода. Световое излучение катодных частей. Механические силы на катоде	278
§ 6. Катодное распыление	281
§ 7. Элементарные процессы в катодных частях тлеющего разряда	283
§ 8. Тлеющее свечение и фарадеево темное пространство	289
§ 9. Анодные части разряда	290
§ 10. «Остов» разряда и «положительный столб»	292
§ 11. Слоистый разряд	298

XIV. ДУГОВОЙ РАЗРЯД.

§ 1. Характерные признаки и виды дугового разряда	302
§ 2. Дуги с холодным катодом и возможные объяснения процессов на катоде	303

§ 3. Образование дуги	305
§ 4. Катодное пятно. Внешний вид и отдельные части дугового разряда .	308
§ 5. Распределение потенциала в дуговом разряде	310
§ 6. Характеристика дугового разряда	311
§ 7. Температура и излучение отдельных частей дугового разряда . . .	316
§ 8. Технические применения дугового разряда	318

ХV. РАЗРЯДЫ С ПОСТОРОННИМ ИСТОЧНИКОМ ВОЗБУЖДЕНИЯ.

§ 1. Разряды с интенсивным фотоэлектрическим действием на катоде . .	321
§ 2. Разряд с раскаленным катодом	323
§ 3. Низковольтная дуга	326

ХVI. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ РАЗРЯДЫ.

§ 1. Различные виды высокочастотных разрядов	330
§ 2. Высокочастотный разряд с внешними и внутренними электродами . .	330
§ 3. Безэлектродный кольцевой разряд	334
§ 4. Явление послесвечения	340

ХVII. ПРИМЕНЕНИЕ ЯВЛЕНИЙ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ОСВЕЩЕНИЯ И НЕКОТОРЫХ ДРУГИХ ТЕХНИЧЕСКИХ ЦЕЛЕЙ. ¶

§ 1. Источники света, использующие катодное свечение	341
§ 2. Лампы для телевидения	343
§ 3. Высоковольтные газосветные трубки	344
§ 4. Ртутные лампы	347
§ 5. Трубки интенсивного горения	348
§ 6. «Лампы солнечного света»	356
§ 7. Применение приборов газового разряда для различных целей. Выпрямители; преобразователи тока; тиратроны	356

<i>КРАТКИЙ УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ</i>	359

<i>ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ</i>	364

<i>ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ.</i>	366

ГЛАВА ПЕРВАЯ.

Введение.

Первые главы настоящей книги посвящены детальному ознакомлению с физическими основами вакуум-техники и практическими приемами получения и измерения высокого вакуума. Эта область одинаково нужна физики и инженеру, как работающим в области чисто вакуумных приборов, так и работающим в области источников света и других приборов, основанных на электрических явлениях в газах, потому что для того, чтобы создать хороший наполненный тем или иным газом прибор, надо сперва создать прибор, удовлетворяющий всем условиям высокого вакуума, и затем лишь произвести его наполнение. В истории создания высокого вакуума успехи физики неизменно переплетались и продолжают переплетаться с успехами техники. Усовершенствовать методы откачки начали с тех пор, как появилась лампа накаливания, так как оказалось, что качество этой лампы и ее долговечность зависят от создаваемого в ней вакуума. Внимательное изучение явлений, происходящих в лампе накаливания в сильно разреженном газе, окружающем раскаленную (угольную или металлическую) нить, привело к открытию явлений термодиффузионной эмиссии. Эти явления, в свою очередь, послужили основанием для создания катодной лампы. Хорошая катодная лампа потребовала еще более низкого давления остаточного газа, чем лампа накаливания, и дала новый толчок к изучению физических явлений в высоком вакууме (Кнудсен, Рёде, Ленгмюр), приведший к созданию высоковакуумных насосов совершенно новых типов, работающих на основании новых принципов. Таким образом в этой области задачи техники постоянно стимулировали новые научные исследования, а достигнутые этими исследованиями результаты приводили к новым успехам техники. То же самое наблюдается в настоящее время по отношению к изучению явлений электрического разряда в газах. Как и физика вакуума, эти явления находят себе применение, с одной стороны, в развитии осветительной техники, с другой — при дальнейшем усовершенствовании техники выпрямления и усиления токов, как слабых, так и сильных. Эти вопросы являются существенными в вопросах связи и в вопросах передачи энергии по проводам, а в будущем и без проводов.

Так как всякий вакуум представляет собой, собственно говоря, лишь очень сильно разреженный газ, то невозможно провести резкую грань между физикой вакуума и физикой газов. Эта грань еще больше стирается благодаря тому обстоятельству, что почти для всех целей, для которых прежде применялись лишь приборы с высоким вакуумом, в настоящее время все более и более входят в употребление приборы.

основанные на ионизации газа. В настоящей книге объединены физика вакуума и физика электрических разрядов в газах. Специальные вопросы, относящиеся к физике и технике вакуума, сконцентрированы в первых семи главах.

Было бы указание тесная связь физики вакуума и газов с техникой. Нельзя не остановиться и на том громадном значении, которое имели исследования в области разреженных газов для других областей физики, в частности для теории строения материи. Как раз при прохождении электрического тока через газы мы имеем дело со свечением, обусловленным отдельными атомами и молекулами газа. Можно смело сказать, что все развитие учения о спектрах атомов основано на наблюдениях явлений газового разряда. Но кроме излучения света атомами в явлениях газового разряда происходит много других молекулярных и атомных процессов. Здесь мы имеем дело с постоянными взаимодействиями атомов, ионов и электронов. Явления электрического разряда в газах в своих деталях остаются непонятными без подробного изучения этих элементарных, атомных и электронных процессов. Отсюда понятно, какой сильный толчок для изучения этих элементарных явлений, тесно связанных со строением атома, дали работы в области явлений газового разряда.

Переходя к физике и технике высокого вакуума, заметим, что попытки получить газы под пониженным давлением берут свое начало с известных из начального курса физики опытов бургомистра города Магдебурга Герике, построившего в XVII столетии первый поршневой насос для откачки воздуха. Высокий вакуум был осуществлен впервые в барометрической трубке опытами Торичелли. Насос Герике основан на том явлении, что всякий газ стремится расшириться и занять весь предоставленный ему объем, распределившись так, что давление его одинаково во всех частях этого объема. Объем с пониженным давлением создается путем механического передвижения частей насоса. Затем газ опять-таки механически выталкивается из насоса наружу. Таким образом можно сказать, что насос Герике основан на принципе механического создания вакуума и механического удаления газа. Принцип получения высокого вакуума в барометрической трубке Торичелли основан на законах сообщающихся сосудов и равенства давления атмосферы давлению столба ртути высотой 760 мм (в среднем на уровне моря). На этих двух принципах основано действие решительно всех насосов, применявшихся для получения вакуума вплоть до первого десятилетия XX века, когда более глубокое изучение явлений в разреженных газах позволило применить для построения современных насосов высокого вакуума совершенно новые принципы (молекулярный, диффузионный, конденсационный насосы). Точно так же и измерение низких давлений перешло теперь от простого применения принципа сообщающихся сосудов к определению давления на основании таких физических явлений, как теплопроводность, внутреннее трение, ионизация газа, ил, например, зависимость термоионной эмиссии от окружающего газа (попытки измерения чрезвычайно низких давлений Гетца, а также Ширман, результаты которых еще не окончательно убедительны).

Наиболее употребительной единицей для измерения низких давлений

служат десятичные доли миллиметра ртутного столба (мм Hg). Единицей для измерения давлений в системе CGS служит дина на квадратный сантиметр. Эта единица применяется в вакуум-физике американскими, английскими и французскими авторами и называется «бар» («a bar», «une baru»). Простой расчет дает:

$$1 \text{ мм Hg} = 0,1 \cdot 13,56 \text{ г/см}^3 = 981 \cdot 0,1 \cdot 13,56 \text{ дина/см}^2.$$

Отсюда:

$$1 \text{ бар} = 0,745 \cdot 10^{-3} \text{ мм Hg}.$$

10^6 бар называется мегабаром и приблизительно равно одной атмосфере.

Современные способы измерения низких давлений дают возможность более или менее надёжно определять давления вплоть до $1 \cdot 10^{-8}$ мм Hg. Предельный вакуум, достижимый современными насосами, соответствует более низкому давлению: можно добиться такого разрежения газа, что наиболее чувствительные манометры ничего не показывают. При достижении такого высокого вакуума приходится считаться не только с действием насоса, но и с выделением газа со стенок и металлических частей всей аппаратуры и откачиваемого предмета. Последнее явление играет вообще очень большую роль в вакуум-технике, и потому явления поглощения и выделения газов твердыми телами (адсорбция, абсорбция, окклюзия) составляют существенную главу вакуум-физики.

В настоящее время существует целый ряд иностранных руководств по вакуум-технике, из которых каждое также более или менее затрагивает и физику вакуума. Из них основными можно считать следующие:

L. Dunoyer, La technique du vide. Paris 1924.

S. Dushman, Production and Measurement of High Vacuum. Schenectady N. Y. 1922.

A. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuum, Braunschweig 1926. 2-е издание (дополненное).

Из этих книг книга Дюнуаёй переведена на русский язык, и потому мы будем ссылаться в соответствующих местах преимущественно на нее.

Более подробный перечень литературы приведен в конце книги.

ГЛАВА ВТОРАЯ.

Сведения из кинетической теории газов.

§ 1. Вывод основного уравнения кинетической теории.

Согласно представлениям современной физики все материальные тела состоят из очень большого числа весьма малых частиц, называемых молекулами. Все явления, связанные с деформацией тел, переходом тел из одного состояния в другое, с их нагреванием и передачей тепла, физика объясняет, исходя из расположения молекул, их движения и действующих между ними сил.

Что касается в частности газов, то по представлению кинетической теории материи молекулы газа настолько удалены друг от друга, что действующими между ними силами можно пренебречь и, следовательно, считать, что молекулы находятся в состоянии непрерывного прямолинейного движения от одного столкновения с другими молекулами или со стенками сосуда до другого.

Уравнение состояния таких идеальных газов, т. е. уравнение, связывающее объем, давление и температуру газа, гласит:

$$pv = RT, \quad (1)$$

где T — температура газа по абсолютной шкале.

Если отнести это уравнение не к какому-либо количеству газа, а к граммолекуле ¹⁾, то R оказывается постоянной для всех газов величиной, численно равной

$$8,315 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/градус.}$$

R называется *газовой постоянной*.

Так как в вакуум-технике мы имеем дело с газами в состоянии большого разрежения, когда их свойства чрезвычайно близки к свойствам «идеальных газов», то мы можем с очень большой степенью приближения пользоваться уравнением состояния (1) и для реальных газов.

Движение молекул газа, находящегося как целое в покое, совершенно беспорядочное, ни одно направление не преобладает перед другим; каждая данная молекула постоянно меняет направление своего движения, сталкиваясь со стенками сосуда или с другими молекулами. Скорости движения отдельных молекул различны.

Давление газа на стенку есть следствие быстро следующих друг за

¹⁾ Граммоллекулой называется количество граммов данного вещества, равное численности его молекулярному ве-у.

другом ударов молекул о стенку. Чтобы установить связь между движением молекул и давлением газа на стенку, возьмем в сосуде, где помещен газ, какую-нибудь стенку и выделим на ней элемент поверхности $\Delta\sigma$. За направление оси X будем считать направление, перпендикулярное к стенке. Выделим какую-нибудь группу молекул, имеющих одинаковую по величине и направлению скорость c_1 . Компоненты этой скорости пусть будут u_1 , v_1 и w_1 . Для другой группы молекул, имеющих скорость c_2 , компоненты пусть будут u_2 , v_2 и w_2 , и т. д. Очевидно, что на выделенную площадку $\Delta\sigma$ за время Δt попадут из первой группы только те молекулы, которые в начале промежутка времени Δt находятся внутри цилиндра с основанием $\Delta\sigma$ и с образующими, параллельными скорости c_1 и по длине равными $c_1 \Delta t$ (фиг. 1). Таким образом объем, в котором заключены молекулы первой группы, ударяющиеся за время Δt о стенку, будет равен $\Delta\sigma \cdot u_1 \Delta t$, так как высота рассматриваемого цилиндра будет $u_1 \Delta t$.

Если в единице объема содержится n_1 молекул первой группы, то всего в нашем цилиндре будет $n_1 u_1 \Delta\sigma \Delta t$ молекул этой группы. По II закону механики импульс силы, т. е. произведение из величины силы на время ее действия, равен изменению количества движения в направлении действия силы. Для силы, действующей перпендикулярно на стенку, нужно взять компоненту количества движения по оси X , т. е. mu_1 .

Мы принимаем, что молекулы ударяются о стенку по закону удара вполне упругих тел. Отсюда следует, что после удара сложенная скорости молекулы, перпендикулярная к стенке, не изменяясь по величине, меняется по направлению на прямо противоположную. Полное изменение количества движения будет:

$$mu_1 - (-mu_1) = 2mu_1.$$

Для всех молекул первой группы изменение количества движения будет:

$$2mu_1^2 n_1 \Delta\sigma \Delta t.$$

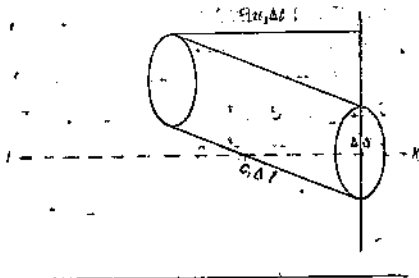
Эту величину мы приравниваем импульсу действующей на газ со стороны стенки силы:

$$p_1 \Delta\sigma \Delta t,$$

где p_1 — та часть «давления» газа на стенку, которая обуславливается ударами о стенку молекул первой группы.

Таким образом получаем:

$$2mu_1^2 n_1 \Delta\sigma \Delta t = p_1 \Delta\sigma \Delta t;$$



Фиг. 1.

аналогично для молекул второй группы:

$$2m n_2 u_2 \Delta \sigma \Delta t = p_2 \Delta \sigma \Delta t.$$

Сложив между собой такие же равенства, составленные для всех возможных групп молекул, и разделив обе части на $\Delta \sigma \Delta t$, получим:

$$2m (n_1 u_1^2 + n_2 u_2^2 + n_3 u_3^2 + \dots) = p, \quad (2)$$

где p — общее давление газа на стенку, а выражение, стоящее в скобках в левой части, представляет собой сумму квадратов составляющих скоростей по оси X для всех молекул, заключенных в единице объема и движущихся по направлению к стенке. Если общее число молекул, заключенных в единице объема, равно n , то число молекул, движущихся по направлению к стенке, будет $\frac{n}{2}$, так как молекулы, вследствие полной беспорядочности своего движения, двигаются, в среднем, равномерно по всем направлениям, а потому во всякий данный момент времени половина их приближается к стенке, половина удаляется от стенки.

Если мы сложим квадраты компонентов скоростей всех этих молекул и разделим на $\frac{n}{2}$, то получим не что иное, как «средний квадрат компонент скорости всех молекул по оси X »:

$$\overline{u^2} = \frac{n_1 u_1^2 + n_2 u_2^2 + n_3 u_3^2 + \dots}{\frac{n}{2}}. \quad (3)$$

Равенства (2) и (3) дают:

$$p = m n \overline{u^2}, \quad (4)$$

написав для составляющих скорости по оси Y и по оси Z выражения, аналогичные (3), и сложив все три полученные таким образом равенства, находим:

$$\begin{aligned} \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2} &= \frac{n_1 (u_1^2 + v_1^2 + w_1^2) + n_2 (u_2^2 + v_2^2 + w_2^2) + \dots}{\frac{n}{2}} = \\ &= \frac{n_1 c_1^2 + n_2 c_2^2 + n_3 c_3^2 + \dots}{\frac{n}{2}} = \overline{c^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\overline{c^2}$ есть средний квадрат скорости всех молекул. Так как вследствие полной беспорядочности движения молекул газа ни одно направление не может ничем по отношению к этому движению отличаться от другого, то должно иметь место равенство:

$$\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2},$$

что вместе с равенствами (4) и (5) дает:

$$\overline{u^2} = \frac{1}{3} \overline{c^2} \quad (6)$$

и

$$p = \frac{1}{3} m n \overline{c^2}. \quad (7)$$

Величина $G = \sqrt{c^2}$ называется *средней квадратичной скоростью* молекул газа.

Формулу (7) можно написать так:

$$p = \frac{2}{3} \frac{nt\bar{c}^2}{2},$$

где $\frac{nt\bar{c}^2}{2}$ есть кинетическая энергия поступательного движения молекул, заключенных в единице объема, и, следовательно, давление газа численно равно двум третям этой энергии. Обозначим через m массу каждой отдельной молекулы газа, выраженную в граммах, через M — «молекулярный вес» газа, через N — число молекул газа, заключающихся в одной граммолекуле. Так как мы называем граммолекулой газа газ, взятый в количестве столько грамм, сколько единиц заключается в его молекулярном весе, т. е. M грамм газа, то мы можем написать:

$$M = N \cdot m, \quad (8)$$

Помножив обе части равенства (7) на объем граммолекулы газа v , получим, пользуясь равенством (1):

$$pv = \frac{1}{3} n v t \bar{c}^2 = \frac{1}{3} N m \bar{c}^2 = \frac{1}{3} M \bar{c}^2 = RT. \quad (9)$$

Из равенства (9) заключаем: *абсолютная температура пропорциональна средней кинетической энергии поступательного движения молекул*. Далее из равенства (9) находим:

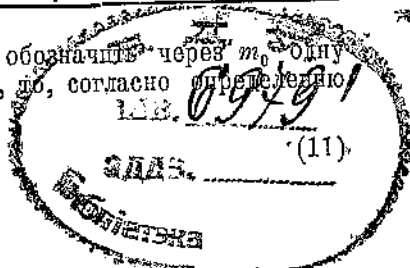
$$G = \sqrt{c^2} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = 15800 \sqrt{\frac{T}{M}}. \quad (10)$$

На основании этой формулы для каждого газа можно вычислить среднюю квадратичную скорость движения его молекул для любой температуры T . В табл. 1 сопоставлены средние квадратичные скорости некоторых газов при 0°C и при 20°C . Опытным установлено, что при одном и том же давлении и при одной и той же температуре все газы, взятые в количестве одной граммолекулы каждый, занимают один и тот же объем. В частности при «нормальных» условиях, т. е. при $t = 0^\circ \text{C}$ и $p = 760 \text{ мм Hg}$, этот объем равен 22410 см^3 . С другой стороны, если обозначить через m_0 одну шестнадцатую долю массы атома кислорода, то, согласно определению молекулярного веса M , будем иметь:

$$m = M m_0.$$

Таблица 1

Газ	Средняя квадр. скорость	
	при 0°C	при 20°C
Водород	1838 м/сек	1994 м/сек
Кислород	461 »	478 »
Азот	493 »	511 »
Пары ртути	184 »	191 »
Пары воды	615 »	637 »
Пары углекислоты	393 »	408 »



Из (9) и (11) получаем:

$$M = N \cdot M m_0 \cdot \text{ или } N = \frac{1}{m_0}. \quad (12)$$

Равенство (12) показывает, что в граммолекуле любого тела заключается одно и то же число молекул N . Это число называется числом Авогадро или числом Ломмита; оно оказалось равным $6,06 \cdot 10^{23}$.

Вышесказанное формулируется также в форме «закона Авогадро»: равные объемы различных газов при одинаковых условиях давления и температуры содержат одно и то же число молекул. Напишем равенство (9) для граммолекул двух газов 1 и 2, взятых при одном и том же давлении и при одной и той же температуре, так что: $p_1 = p_2$ и согласно вышесказанному $v_1 = v_2$.

Получим:

$$p_1 v_1 = \frac{1}{3} N m_1 \overline{c_1^2} \quad \text{и} \quad p_2 v_2 = \frac{1}{3} N m_2 \overline{c_2^2}$$

и отсюда:

$$\frac{m_1 \overline{c_1^2}}{2} = \frac{m_2 \overline{c_2^2}}{2},$$

т. е. при одной и той же температуре средняя кинетическая энергия молекулы любого газа имеет одну и ту же величину.

Если мы произведем расчет, приведший нас к формуле (7) для смеси газов, содержащей в единице объема n_1 молекул газа 1, n_2 молекул газа 2 и т. д., то, подсчитывая изменение количества движения всех молекул и отсюда давление p , получим аналогично выводу формулы (7):

$$p \Delta s dt = (n_1 m_1 \overline{u_1^2} + n_2 m_2 \overline{u_2^2} + \dots) \Delta s dt$$

и, заменяя из равенства (6):

$$\overline{u_1^2} = \frac{1}{3} \overline{c_1^2}; \quad \overline{u_2^2} = \frac{1}{3} \overline{c_2^2} \quad \text{и т. д.},$$

$$p = \frac{1}{3} (n_1 m_1 \overline{c_1^2} + n_2 m_2 \overline{c_2^2} + n_3 m_3 \overline{c_3^2} + \dots).$$

То давление p_1 , которое производит первый газ, занимая весь объем в отсутствии других газов, по предыдущему равно:

$$p_1 = \frac{1}{3} n_1 m_1 \overline{c_1^2}.$$

Точно так же $p_2 = \frac{1}{3} n_2 m_2 \overline{c_2^2}$ и т. д., и следовательно:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots, \quad (13)$$

т. е. давление смеси газов равно сумме «парциальных» давлений газов, составляющих эту смесь. Этот закон в физике носит название закон Дальтона.

Так как по предыдущему

$$m_1 \overline{c_1^2} = m_2 \overline{c_2^2} = \dots,$$

то

$$p = \frac{1}{3} n m_1 \overline{c_1^2} = \frac{1}{3} n m_2 \overline{c_2^2} = \dots,$$

где $n = n_1 + n_2 + n_3 + \dots$; следовательно:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{n_1}{n}; \quad \frac{p_2}{p} = \frac{n_2}{n} \quad \text{и т. д.}$$

§ 2. Максвелловское распределение скоростей; средняя скорость; наиболее вероятная скорость. При выводе ур-ния (7) мы предположили, что скорости молекул неодинаковы, но мы не входили в рассмотрение вопроса о том, как эти скорости распределены.

Максвелл показал, что всевозможные скорости молекул должны быть распределены между отдельными молекулами по определенному закону; если в единице объема содержится n молекул, то совершенно определенная часть их имеет скорость, лежащую в пределах между c_1 и $c_1 + dc$, совершенно определенная часть — скорость в пределах c_2 и $c_2 + dc$, и т. д.

Если взять отдельную молекулу, то существует совершенно определенная вероятность того, что эта молекула имеет как раз скорость в пределах между c_1 и $c_1 + dc$. Закон Максвелла имеет место, когда газ находится в покое, в установившемся состоянии и при постоянной во всех его частях температуре.

Вследствие непрерывных столкновений скорость каждой отдельной молекулы постоянно изменяется, но среднее распределение скоростей между молекулами не меняется.

Если из n молекул, содержащихся в единице объема, n_{c_1} молекул имеют скорость в пределах от c_1 до $c_1 + dc$, то «вероятность» того, что кака-либо произвольно выбранная нами молекула имеет скорость, лежащую в этих пределах, будет:

$$W_{c_1} = \frac{n_{c_1}}{n}. \quad (13')$$

Разложим теперь скорость каждой молекулы на ее составляющие u , v и w по осям X , Y и Z . Число молекул в единице объема, составляющая скорости которых по оси X лежит в пределах от u до $u + du$, а следовательно, и вероятность W_u того, что слагающая по оси X какой-либо данной молекулы лежит в этих пределах, зависят, конечно, от величины компоненты u , так как не все скорости встречаются среди молекул одинаково часто. Кроме того, эти величины будут пропорциональными выбранному интервалу du , так как, чем шире интервал, тем большее число молекул он охватывает. Таким образом доля молекул, обладающих слагающей скорости по оси X лежащей в пределах от u

до $u + du$, или вероятность того, что данная молекула имеет именно такую компоненту скорости, может быть выражена формулой:

$$W_u = f(u) du, \quad (14)$$

где f — пока неизвестная нам функция.

Аналогично будем иметь:

$$W_v = f(v) dv \text{ и } W_w = f(w) dw. \quad (15)$$

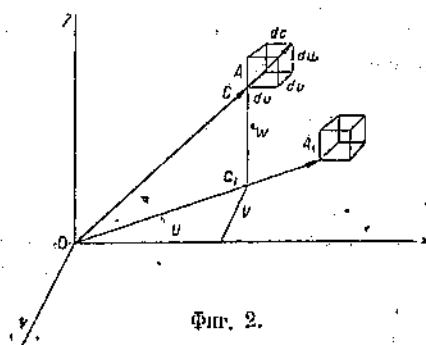
Здесь $f(v)$ и $f(w)$ представляют собой ту же самую функцию, что функция $f(u)$ в выражении W_u , так как, согласно нашему основному предположению о полной беспорядочности движения молекул газа, движение их в направлении оси X ничем не может отличаться от движения по осям Y и Z .

Спросим себя теперь, какова вероятность того, что какая-либо выбранная нами наугад молекула имеет скорость, компоненты которой u , v и w лежат в пределах соответственно от u до $u + du$, от v до $v + dv$ и от w до $w + dw$. Такой выбор скорости молекулы определяет эту скорость не только по величине от $c = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ до $c + dc$, где

$$dc = \sqrt{(du)^2 + (dv)^2 + (dw)^2},$$

но и по направлению, а именно, если мы поместим начало вектора, изображающего скорость c , в начале координат O (фиг. 2), то конец его будет лежать внутри параллелепипеда A , имеющего объем $du \cdot dv \cdot dw$.

Искомая вероятность W_{uvw} должна, конечно, зависеть от написанных выше функций W_u , W_v и W_w , выражающих лишь, что компоненты скорости c каждая в отдельности лежат в пределах от u до $u + du$, от v до $v + dv$ и от w до $w + dw$. Чтобы найти W_{uvw} , применим теорему теории вероятностей, гласящую, что вероятность сложного события равна произведению вероятностей составляющих это сложное событие простых событий. Это



Фиг. 2.

даст нам:

$$W_{uvw} = W_u \cdot W_v \cdot W_w = f(u) \cdot f(v) \cdot f(w) \cdot du \cdot dv \cdot dw. \quad (16)$$

Проведем на фиг. 2. из точки O в произвольном направлении вектор c , по величине равный вектору c , и в конце этого вектора OA построим такой же параллелепипед $du \cdot dv \cdot dw$, какой мы построили в точке A в конце первого вектора c . Так как при движении молекул газа все направления равноценны между собой, то вероятность того, что конец вектора c , соответствующего скорости произвольно выхва-

ченной нами молекулы газа, будет лежать внутри параллелепипеда A_1 , в точности равна вероятности, что конец этого вектора лежит внутри параллелепипеда A : число молекул, скорость которых по величине лежит в пределах от c до $c + dc$ и имеет направление OA , будет равно числу молекул, имеющих ту же скорость, по величине, но направленную от O к A_1 . Но для векторов c и c_1 значения отдельных компонент u , v и w различны между собой. Для того чтобы вероятность W_{uvw} не зависела от направления скорости c , надо, чтобы эта вероятность была функцией не отдельных компонент u , v и w , а скорости c в целом, т. е. функцией от $\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$. Таким образом мы должны иметь:

$$W_{uvw} = \varphi(\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}) du dv dw = F(u^2 + v^2 + w^2) du dv dw. \quad (17)$$

Здесь операция извлечения квадратного корня включена в вид функции F , а множитель $du dv dw$ введен в выражение вероятности W_{uvw} на том же основании, как и множитель du в выражении (14).

Сравнивая равенства (16) и (17), находим, что функции f и F должны быть таковы, чтобы удовлетворялось равенство:

$$f(u) \cdot f(v) \cdot f(w) = F(u^2 + v^2 + w^2). \quad (18)$$

Этому функциональному уравнению можно удовлетворить, положив:

$$f(u) = Ae^{ku^2}, \quad f(v) = Ae^{kv^2}, \quad f(w) = Ae^{kw^2}, \\ F(u^2 + v^2 + w^2) = A^3 e^{k(u^2 + v^2 + w^2)}. \quad (19)$$

Если бы мы допустили, что конечное число молекул газа имеет бесконечно большую скорость, то средняя кинетическая энергия движения молекул газа, а следовательно, согласно равенству (9), и температура газа, были бы бесконечно большими. Этого нет. Следовательно, вероятность того, что взятая нами произвольно молекула имеет бесконечно большую величину составляющей скорости по оси X , должна быть исчезающе малой; и функция $f(u) = Ae^{ku^2}$ должна быть при $u = \infty$ бесконечно малой величиной; это может иметь место только при величине k существенно отрицательной. Положим $k = -gm$, где m — масса молекулы, а g — существенно положительная постоянная, физический смысл которой выяснится в дальнейшем.

Подсчитаем вероятность того, что данная молекула имеет скорость любого направления, но по величине лежащую в пределах от c до $c + dc$, другими словами, вероятность того, что конец вектора, представляющего скорость взятой молекулы, будет лежать в шаровом слое, ограниченном шаровыми поверхностями радиусов c и $c + dc$. Искомая вероятность W_c равна функции F , умноженной на объем данного шарового слоя. Этот объем равен $4\pi c^2 dc$, и, следовательно:

$$W_c = 4\pi A^3 e^{-gm(u^2 + v^2 + w^2)} \cdot c^2 \cdot dc = 4\pi A e^{-gm c^2} c^2 dc. \quad (20)$$

Займемся определением константы A наших формул. Число частиц, у которых составляющая скорость по оси X лежит в пределах от u до $u + du$, выразится согласно (18) и (19) так:

$$n_u = n f(u) du = n A e^{-qmu^2} du.$$

Если мы проинтегрируем это выражение по u в пределах от $u = -\infty$ до $u = +\infty$, то мы последовательно дадим u все возможные значения и таким образом переберем все частицы, заключенные в единице объема. Результат нашей интеграции должен быть равен общему числу n молекул газа в единице объема. Таким образом находим:

$$nA \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qmu^2} du = n \quad \text{или} \quad A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qmu^2} du = 1.$$

Для решения этого интеграла заменим $\sqrt{qm}$ через x . Тогда

$$qmu^2 = x^2,$$

откуда

$$du = \frac{1}{\sqrt{qm}} dx.$$

Следовательно:

$$A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qmu^2} du = \frac{A}{\sqrt{qm}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx.$$

Возьмем

$$\int_0^{+\infty} e^{-x^2} dx = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx$$

и умножим его на такой же определенный интеграл, в котором обозначим переменную интеграции через y . Получим:

$$\int_0^{\infty} e^{-x^2} dx \cdot \int_0^{\infty} e^{-y^2} dy = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy.$$

Если мы условимся считать x и y декартовыми координатами на плоскости, то мы можем рассматривать двойной интеграл как интеграл, распространенный на ту часть плоскости, где x и y оба больше нуля. Преобразуем декартовы координаты в полярные. Элемент площади, равный в прямоугольных координатах $dx dy$, в полярных выразится через $r d\varphi dr$. Как известно, $x^2 + y^2 = r^2$. Пределы интеграции определяются из условия, что x и y оба положительны; это равносильно значениям r от 0 до ∞ и значениям φ от 0 до $\frac{\pi}{2}$.

Таким образом, переходя к полярным координатам, находим:

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy = \int_0^{\infty} r e^{-r^2} dr \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi = \frac{\pi}{2} \int_0^{\infty} r e^{-r^2} dr.$$

Обозначив $-r^2 = z$, получим $dz = -2r dr$ и подставляя в наш интеграл;

$$\frac{\pi}{2} \int_0^{\infty} r e^{-r^2} dr = -\frac{\pi}{4} \int_0^{-\infty} e^z dz = \frac{\pi}{4}.$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy = 4 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy = \pi.$$

Полагаем $y=x$, тогда имеем:

$$\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx \right\}^2 = \pi,$$

и следовательно:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}.$$

Таким образом окончательно имеем:

$$\frac{A}{\sqrt{qm}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = A \sqrt{\frac{\pi}{qm}}$$

и так как

$$\frac{A}{\sqrt{qm}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = 1,$$

то

$$A = \sqrt{\frac{qm}{\pi}}.$$

Мы свели константу A к константе q . Вставляя вместо A в (20) $\sqrt{\frac{qm}{\pi}}$, выразим вероятность того, что скорость взятой молекулы лежит в пределах от c до $c+dc$, следующим равенством:

$$W_c = 4\pi \frac{qm}{\pi} \sqrt{\frac{qm}{\pi}} e^{-qmc^2} dc = 4 \sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}} e^{-qmc^2} c^2 dc. \quad (21)$$

Величина скорости, которая при заданном интервале dc обращает W_c в максимум, наиболее вероятна для какой-либо произвольно выбранной молекулы. Такой скоростью обладает наибольшее число из всех молекул газа. Эта скорость называется *наиболее вероятной скоростью*. Обозначим ее через c_0 и введем ее в выражение закона распределения скоростей Максвелла вместо q . Для этого найдем при каком значении c выражение (21) будет иметь максимум. Так как $4\sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}}$ и dc величины, постоянные, то нам надо искать только максимум величины $e^{-qmc^2} c^2$. Продифференцировав это выражение по c и приравняв нулю производную, находим:

$$2e^{-qmc^2} c - 2e^{-qmc^2} \cdot qmc^3 = 0 \text{ или } e^{-qmc^2} \cdot c (1 - qmc^2) = 0.$$

Решения $c=0$ и $c=\infty$ не удовлетворяют нашей задаче, так как, взяв вторую производную, мы найдем, что эти значения c дают минимум. Решение $c = \frac{1}{\sqrt{qm}}$ дает максимум, и следовательно:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{qm}}. \quad (22)$$

1) Определенный интеграл, вычисление которого мы привели, называется интегралом Пуассона.

Отсюда

$$q = \frac{1}{m c_0^3}; \quad (22')$$

физическое значение постоянной q оказывается отсюда таково: q обратно пропорционально квадрату наиболее вероятной скорости при факторе пропорциональности m . Согласно (22') закон распределения скоростей Максвелла напишется в окончательном виде так:

$$W_c = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{c^2}{c_0^3} e^{-\frac{c^2}{c_0^2}} dc. \quad (23)$$

Равенство (23) дает нам долю молекул, обладающих скоростью, величина которой лежит в пределах от c до $c + dc$, но направление которой может быть любым. Число молекул, обладающих этой скоростью, получится как произведение n на W_c . Выведенное в § 1 равенство (10) дает нам зависимость «средней квадратичной» скорости G от температуры T . Для того чтобы вывести зависимость наиболее вероятной скорости c_0 от T , нам надо найти, как выражается c_0 через G . Попутно будем искать выражение и для средней арифметической скорости всех молекул $\bar{c}$ через G и c_0 . Для получения средней арифметической скорости нужно сложить все возможные скорости, причем каждую скорость нужно повторить слагаемым столько раз, сколько молекул ею обладает, и разделить полученную сумму всех скоростей на число всех молекул. Таким образом среднюю скорость мы получим, проинтегрировав выражение $n W_c c dc$ в пределах от 0 до $+\infty$ и разделив результат на число молекул n в единице объема, т. е.

$$\bar{c} = \frac{1}{n} \int_0^\infty n 4 \sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}} e^{-q m c^2} c^2 c dc = 4 \sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}} \int_0^\infty c^3 e^{-q m c^2} dc.$$

Обозначим $q m c^2 = x^2$. Тогда $2x dx = 2 q m c dc$ и $c dc = \frac{x}{q m} dx$.

Для $\bar{c}$ получим:

$$\bar{c} = \frac{4}{\sqrt{q m \pi}} \int_0^\infty x^3 e^{-x^2} dx = \frac{2}{\sqrt{q m \pi}} \int_0^\infty -x^2 e^{-x^2} 2x dx.$$

Обозначим: $-e^{-x^2} 2x dx = dv$ и $x^2 = u$ и интегрируем по частям, находим:

$$\int_0^\infty x^3 e^{-x^2} dx = -\frac{1}{2} \left\{ \int_0^\infty e^{-x^2} x^2 - \int_0^\infty 2x e^{-x^2} dx \right\} = -\left|_0^\infty \frac{1}{2} e^{-x^2} x^2 + \int_0^\infty x e^{-x^2} dx \right|.$$

Обозначив $-x^2 = t$, будем иметь далее: $dt = -2x dx$,

$$\int_0^\infty x e^{-x^2} dx = -\frac{1}{2} \int_0^\infty e^t dt = -\frac{1}{2} \left|_0^\infty e^{-x^2}, \right|$$

и следовательно:

$$\int_0^\infty x^3 e^{-x^2} dx = -\frac{1}{2} \left|_0^\infty e^{-x^2} x^2 - \frac{1}{2} \left|_0^\infty e^{-x^2}, \right| \right|$$

Первый член этой суммы превращается в нуль как при $x=0$, так и при $x=\infty$, в чем нетрудно убедиться по общему правилу раскрытия неопределенностей.

Второй член равен нулю при $x=\infty$ и равен $\frac{1}{2}$ при $x=0$.

Таким образом находим:

$$\int_0^{\infty} x^3 e^{-x^2} dx = \frac{1}{2}$$

и

$$\bar{c} = \frac{4}{\sqrt{qm\pi}} \int_0^{\infty} x^3 e^{-x^2} dx = \frac{2}{\sqrt{qm\pi}} \quad (24)$$

и далее, так как

$$\frac{1}{\sqrt{qm}} = c_0,$$

$$\bar{c} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} c_0. \quad (25)$$

Совершенно так же поступаем и в отношении среднего квадрата скоростей: складываем квадраты скоростей всех молекул и делим на общее число молекул.

Находим:

$$\bar{c^2} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} n 4 \sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}} e^{-qm c^2} c^2 dc = \frac{4}{qm \sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} x^4 e^{-x^2} dx,$$

$$\int_0^{\infty} x^4 e^{-x^2} dx = -\frac{1}{2} \left|_0^{\infty} e^{-x^2} x^3 + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} 3x^3 e^{-x^2} dx \right. = \frac{3}{2} \int_0^{\infty} x^2 e^{-x^2} dx =$$

$$= \frac{3}{2} \left\{ -\frac{1}{2} \left|_0^{\infty} e^{-x^2} x + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-x^2} dx \right\} = \frac{3}{4} \int_0^{\infty} e^{-x^2} dx.$$

Мы уже знаем, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi},$$

отсюда

$$\int_0^{+\infty} e^{-x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

и

$$\int_0^{\infty} x^4 e^{-x^2} dx = \frac{3}{8} \sqrt{\pi},$$

$$\bar{c^2} = \frac{3}{2qm} = \frac{3}{2} c_0^2. \quad (26)$$

$$\bar{c} = \sqrt{\bar{c^2}} = \sqrt{\frac{3}{2}} c_0. \quad (27)$$

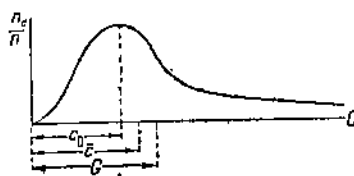
Формулы (10), (25) и (27) дают нам:

$$c_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} G = 12\,900 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (28)$$

и

$$\bar{c} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} c_0 = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} G = 14\,500 \sqrt{\frac{T}{M}}. \quad (29)$$

Формулы (28) и (29) показывают нам, что средняя арифметическая скорость $\bar{c}$ всегда больше наиболее вероятной c_0 , а средняя квадратичная G больше как c_0 , так и $\bar{c}$. Наравне с обозначением средней квадратичной скорости через G довольно распространено обозначение средней арифметической через Ω .



Фиг. 3.

Кривая фиг. 3 дает графическое изображение максвелловского распределения скоростей.

Уравнения (28) и (10) дают нам искомую связь между наиболее вероятной скоростью и температурой в таком виде:

$$c_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot RT}{M}}. \quad (30)$$

Отсюда находим значения введенной ранее константы q :

$$q = \frac{1}{m c_0^2} = \frac{M}{m \cdot 2RT} = \frac{N}{2RT} = \frac{1}{2kT}, \quad (30')$$

где $k = \frac{R}{N}$ — постоянная Больцмана, или газовая постоянная, отнесенная к одной молекуле.

Вставляя выражение (30') для G в (21), находим такое выражение для максвелловского закона распределения скоростей:

$$dn_c = n \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{m^3}{8k^3 T^3}} e^{-\frac{m}{2kT} c^2} \cdot c^2 dc. \quad (31)$$

§ 3. Элементарный подсчет средней длины свободного пути. Если молекулы не бесконечно малы, то они не могут лететь беспрепятственно по прямому направлению, не сталкиваясь с другими молекулами. В результате каждого из таких столкновений направление движения молекулы резко меняется, и, в общем, молекула описывает в газе сложный зигзагообразный путь. Длина каждого прямолинейного отрезка этого пути, или расстояние, которое пробегает молекула от одного столкновения до другого, называется длиной свободного пути молекулы. Вследствие беспорядочности движения молекул длина сво-

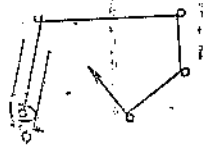
бодного пути весьма различна как в отношении различных молекул, так и в отношении последовательных; прямолинейных участков пути, проходимых одной и той же молекулой. Если газ находится при определенных условиях давления и температуры, то аналогично средней скорости существует и определенная средняя длина свободных путей каждой молекулы. Так как молекулы ничем друг от друга не отличаются, то эта средняя длина свободного пути, называемая также средним свободным пробегом, одинакова для всех молекул. Ее называют часто просто «свободный путь» или «свободный пробег» и обозначают через L или через λ . Мы будем пользоваться в этой книге первым обозначением — L .

Математически среднюю длину пути определяют как отношение пути, пройденного молекулой за некоторый промежуток времени t , к числу столкновений этой молекулы с другими за то же время. Если обозначим среднее число столкновений молекулы с другими в единицу времени через ν , то такое определение дает нам:

$$L = \frac{c}{\nu} \quad (82)$$

Кинетическая теория газов выводит выражение для L , принимая молекулы за шары некоторого диаметра σ . Мы приведем здесь самый первый приближенный вывод из-за его простоты, а затем укажем выражение для L , получаемое в кинетической теории более строгим образом.

Будем считать для упрощения задачи, что все молекулы газа, кроме одной, неподвижны. В момент столкновения расстояние между центрами двух молекул равно σ . Очевидно, что столкновение произойдет лишь в том случае, если центр второй молекулы окажется лежащим внутри цилиндра радиуса σ , осью которого служит прямая, описываемая при движении центром первой молекулы (фиг. 4). Заменяя нашу движущуюся молекулу диском радиуса σ , а все неподвижные молекулы точками, расположенными в тех местах, где находятся их центры. Такой диск при движении будет описывать ряд цилиндров с основанием $\pi\sigma^2$ и с высотами, равными $c_1t_1, c_2t_2, \dots$ и т. д., где $t_1, t_2, \dots$ и т. д. — промежутки времени между отдельными столкновениями. Сумма объемов всех цилиндров, описанных диском за время t , будет равна:



Фиг. 4.

$$\pi\sigma^2 c_1 t_1 + \pi\sigma^2 c_2 t_2 + \dots = \pi\sigma^2 (c_1 t_1 + c_2 t_2 + c_3 t_3 + \dots).$$

Здесь $c_1 t_1 + c_2 t_2 + c_3 t_3 + \dots$ представляет собой путь, пройденный нашей молекулой за время t , а этот путь, конечно, равен средней скорости, умноженной на время $\bar{c}t$. Таким образом подсчитываемый объем равен $\pi\sigma^2 \bar{c}t$. Этот объем представляет объем, в котором лежат центры всех молекул, с которыми данная молекула непременно столкнется за время t . Число молекул в этом объеме при числе молекул

в единице объема, равном n , равно $n \pi \bar{c}^2 \bar{c} t$. Это есть число столкновений нашей молекулы за время t . Отсюда находим число столкновений в 1 сек.:

$$\gamma = n \pi \bar{c}^2 \bar{c}. \quad (33)$$

Вставляя это выражение γ в (32), находим:

$$L = \frac{\bar{c}}{\gamma} = \frac{1}{n \pi \bar{c}^2}. \quad (34)$$

Этот подсчет неточен, так как мы предположили, что все молекулы за исключением одной неподвижны, чего на самом деле нет. Более точный подсчет, предполагающий вполне беспорядочное движение молекул по всем направлениям, при существовании между ними максвелловского распределения скоростей приводит к формуле:

$$L = \frac{1}{\sqrt{2} n \pi \bar{c}^2}. \quad (35)$$

Как видим, длина свободного пути получается согласно обеим формулам обратно пропорциональной числу молекул, а потому и плотности газа

Таблица 2

Газ	Длина свободного пути при 0°C и 760 мм Hg в см	Число столкновений в 1 см ³ при 0°C и 760 мм Hg в 1 сек.
H ₂	$1,78 \cdot 10^{-3}$	$9520 \cdot 10^6$
N ₂	$0,95 \cdot 10^{-3}$	$4780 \cdot 10^6$
O ₂	$1,02 \cdot 10^{-3}$	$4180 \cdot 10^6$
H ₂ O	$0,71 \cdot 10^{-3}$	$7980 \cdot 10^6$
CO ₂	$0,65 \cdot 10^{-3}$	$5530 \cdot 10^6$
SO ₂	$0,47 \cdot 10^{-3}$	$6390 \cdot 10^6$

и, следовательно, при прочих равных условиях обратно пропорциональной давлению газа. Заметим, что найденное нами на основании упрощенных предположений выражение для L от более точного отличается только численным фактором $\frac{1}{\sqrt{2}}$.

Чтобы иметь представление о порядке величины свободного пробега молекул в газе, напомним, что в воздухе при нормальных условиях (0°C и 760 мм Hg) L весьма близко

к $1 \cdot 10^{-3}$ см. Отсюда легко прикинуть, что L для воздуха будет:

$$\begin{array}{lll} \text{При } 1 \text{ мм Hg} & \dots\dots\dots & 760 \cdot 10^{-3} \text{ см} \\ > 0,001 \text{ мм Hg} & \dots\dots\dots & 7,6 > \\ > 10^{-3} \text{ мм Hg} & \dots\dots\dots & 760 > \end{array}$$

Таким образом, при низких давлениях длина свободного пути будет больше не только диаметра употребляемых в вакуум-технике трубок, но и вообще больше линейных размеров откачиваемых изделий. Те же цифры дают также и порядок величины L для других газов, как видно из данных табл. 2. Данный нами вывод и формула (34) имели бы реальное значение весьма близкого приближения к действительности в том случае, если бы мы рассчитывали свободный путь молекулы, двигающейся со скоростью, в очень большое число раз превосходящей ско-

рости движения всех остальных молекул. Говоря об электрических явлениях в газах, нам нередко придется рассматривать движение электронов среди молекул газа. Здесь как раз имеет место такой случай так как электроны, участвуя в тепловом движении молекул, обладают при этом большими скоростями, согласно формуле (10), вследствие малости своей массы. Кроме того, под действием электрического поля электроны приобретают еще большие скорости. Но только, принимая во внимание чрезвычайно малые размеры электронов по сравнению с размерами молекул, мы должны прийти к заключению, что столкновение электрона с молекулой произойдет всякий раз, когда центр молекулы лежит от пути, описываемого электроном, на расстоянии не σ , как мы считали в выводе, относившемся к молекуле газа, а лишь $\frac{\sigma}{2}$. Заменяя в выражении (34) σ через $\frac{\sigma}{2}$, находим для свободного пути электрона в данном газе L_e выражение:

$$L_e = \frac{4}{n\pi\sigma^2}. \quad (36)$$

В этой формуле под $\frac{\sigma}{2}$ надо понимать «радиус сферы действия молекулы на электрон», т. е. то расстояние от центра молекулы, на котором можно пренебречь действием электрических и магнитных полей молекулы на электрон вследствие весьма быстрого убывания этих полей с расстоянием. В первом приближении радиус сферы действия молекулы отождествляют с радиусом молекулы, как его принимает простейшая кинетическая теория газов. При таком отождествлении (35) и (36) дают:

$$L_e = 4\sqrt{2} L, \quad (37)$$

т. е. свободный путь электрона в каком-либо газе в 5,64 раза больше чем свободный путь молекул этого газа при тех же условиях. В дальнейшем мы еще вернемся к более подробному рассмотрению вопросов, связанных со «свободным путем электрона».

Длина свободного пути играет существенную роль в явлениях теплопроводности и внутреннего трения газов. Представим себе, что в газе мы имеем нагретую стенку A . Передача тепла от стенки внутри газа происходит так, что молекулы газа, ударяясь о стенку, приобретают кинетическую энергию, соответствующую температуре стенки, затем, при столкновении с другой молекулой где-либо в точке B , они отдают этот избыток кинетической энергии другой молекуле. Ясно, что передача тепла от стенки A к противоположной стенке будет происходить тем быстрее, чем больше будет число молекул, ударяющихся о стенку A , а это число пропорционально давлению газа p . С другой стороны, чем больше p , тем короче длина свободного пути молекулы, а следовательно, тем на меньшее расстояние каждая сталкивавшаяся с A молекула перенесет в среднем полученную при столкновении кинетическую энергию. В результате оба фактора компенсируют друг друга, и коэффициент теплопроводности газа, в котором длина свободного пути L много

меньше расстояния между стенками, оказывается независимым от давления p . Сделаем приближенный подсчет коэффициента теплопроводности.

Пусть газ ограничен двумя стенками AB и CD (фиг. 5) с температурами T_2 и T_1 , находящимися на расстоянии d друг от друга, и пусть $T_1 < T_2$. Коэффициентом теплопроводности k называется коэффициент пропорциональности в формуле:

$$dQ = -k \frac{dT}{dx} dt, \quad (37')$$

где $\frac{dT}{dx}$ — есть падение температуры на единицу длины по направлению потока тепла, а dQ — количество тепла, переносимое через единицу поверхности за время dt . Проведем в нашем газе плоскость EF , параллельную стенкам AB и CD , и будем подсчитывать количество тепла,

проходящее в течение 1 сек. через каждый квадратный сантиметр поверхности EF . Проведем по обе стороны плоскости EF плоскости MN и KP , отстоящие от EF на расстоянии свободного пути L . Для упрощения задачи допустим, что все молекулы газа движутся с одной и той же скоростью $\bar{c}$, за которую примем среднюю арифметическую скорость $\bar{c}$, соответствующую действительному распределению скоростей нашего газа. Проведем ось X прямоугольной системы координат

перпендикулярно к плоскости EF и допустим для дальнейшего упрощения задачи, что все молекулы газа можно разбить на 6 групп так, что $\frac{1}{6}$ общего числа молекул n , находящихся в единице объема, движется параллельно оси X в положительном направлении, $\frac{1}{6}$ — в отрицательном направлении, столько же — в положительных и отрицательных направлениях осей Y и Z в каждом в отдельности. При таких направлениях движения всех молекул принцип кинетической теории, что ни одно направление не должно иметь преимущества перед другим в отношении числа движущихся в этом направлении молекул, нарушен не будет. В таком случае все молекулы, проходящие через EF слева направо, начинают двигаться в среднем от плоскости MN , а все молекулы, проходящие через EF справа налево, — от плоскости KP . В среднем через единицу поверхности EF пройдет в единицу времени слева направо число молекул, заключающееся в объеме $\frac{1}{6} \bar{c}$, где $\bar{c}$ — скорость молекулы. Это число равно $\frac{1}{6} n \bar{c}$. Столько же молекул пройдет справа

налево. Наш газ ограничен двумя параллельными плоскостями. Следовательно, при установившемся движении тепла через него температура каждой точки будет изменяться пропорционально расстоянию от одной из стенок. Разность между температурой газа во всех точках плоскости MN и во всех точках плоскости EF , а также между температурой плоскости EF и плоскости KP будет:

$$\frac{T_2 - T_1}{d} L.$$

Каждая молекула, переходящая от плоскости MN к плоскости EF приносит с собой избыток тепла, равный:

$$c_g m \frac{T_2 - T_1}{d} L, \quad (38)$$

где m — масса молекулы и c_g — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме. Столько же тепла *недостает* каждой молекуле, переходящей к плоскости EF от плоскости KP . Как движение более теплых молекул слева направо, так и более холодных справа налево определяет собой «движение тепла» слева направо. Таким образом выражение (38) представляет собой количество тепла, переносимого каждой молекулой, проходящей через EF как в направлении положительных x -ов, так и отрицательных. Всего за единицу времени и через единицу поверхности будет перенесено количество тепла:

$$Q = \frac{2}{6} n m c_g \frac{(T_2 - T_1) L}{d} = \frac{1}{3} \rho \bar{c} c_g \frac{(T_2 - T_1) L}{d},$$

где ρ есть плотность газа.

Так как падение температуры на единицу длины равно $\frac{T_2 - T_1}{d}$, то коэффициент теплопроводности будет равен:

$$k = \frac{1}{3} \rho \bar{c} c_g L. \quad (39)$$

С увеличением давления газа ρ увеличивается, а L уменьшается в одинаковое число раз. Поэтому коэффициент теплопроводности k не зависит от давления. Точный подсчет, свободный от всех введенных нами упрощений, так же, как это было сказано выше в отношении среднего пробега, дает для L такое же выражение, только численный фактор несколько изменяется.

Мы знаем, что если мы двигаем в газе или жидкости твердое тело, то испытываем при этом некоторое сопротивление, которое мы называем трением или сопротивлением среды. Вместе с тем в движение приходят не только ближайшие к движущемуся твердому телу слои газа, но и более отдаленные. Если мы имеем подвешенный на нити f цилиндр A и другой концентричный первому полный цилиндр B и если мы будем вращать цилиндр B вокруг общей геометрической оси обоих цилиндров, то цилиндр A тоже начнет вращаться, пока сила кручения нити f не уравнивает силу, приводящую A во вращение. Если A укреплен не на нити, а имеет возможность вращаться, например, на двух остриях, то A будет непрерывно вращаться, и скорость его вращения будет асимптотически приближаться к скорости вращения цилиндра B . Это явление передачи через газ движения последовательно от одного слоя газа к другому называется явлением *внутреннего трения* в газе. Та сила F , с которой один слой газа увлекает другой, рассчитанная

на 1 см^2 слоя, пропорциональна разности скоростей этих слоев. При непрерывном изменении скорости от одного бесконечно тонкого слоя газа к другому сила F пропорциональна градиенту скорости, т. е. изменению скорости газа при передвижении на 1 см в направлении, перпендикулярном к направлению движения слоя,

$$F = -\eta \frac{dv}{dx} \quad (40)$$

Коэффициент пропорциональности η называется *коэффициентом внутреннего трения* газа.

В кинетической теории газов принято говорить о передаче через газ «количества движения» ¹⁾. Если масса 1 см^2 слоя газа равна m , а скорость движения этого слоя за время dt изменится на dv , то мы скажем, что количество движения K этого слоя изменилось на $d(mv)$, равное $m dv$. По второму закону механики имеем:

$$m dv = F dt$$

или

$$F = \frac{m dv}{dt} = \frac{d(mv)}{dt} = \frac{dK}{dt} \quad (41)$$

Так как K изменяется вследствие передачи движения через газ, то $\frac{dK}{dt}$ есть не что иное, как скорость передачи количества движения через газ. Формулы (40) и (41) дают:

$$\frac{dK}{dt} = -\eta \frac{\partial v}{\partial x}, \quad (42)$$

т. е. коэффициент внутреннего трения η есть коэффициент пропорциональности в формуле, выражающей зависимость скорости передачи через газ количества движения от градиента скорости в газе.

От коэффициента внутреннего трения следует отличать *коэффициент внешнего трения* λ . Обозначим через $(v_2 - v_1)$ разность между скоростью движения твердой стенки, передвигающейся вдоль самой себя, и скоростью движения в том же направлении непосредственно прилегающего слоя газа, а через F_1 — силу, с которой 1 см^2 стенки увлекает прилегающий слой газа. Аналогично (40) напишем:

$$F_1 = \lambda (v_2 - v_1). \quad (43)$$

Отношение коэффициентов $\frac{\lambda}{\eta} = \gamma$ называется *коэффициентом скольжения*.

При движении газа вдоль твердого тела обычно $\lambda = \infty$ и $\gamma = 0$. Это обозначает, что слой газа, непосредственно прилегающий к твердому

¹⁾ Знак минус появляется потому, что первый слой газа увлекает второй в направлении собственного движения, если скорость движения газа уменьшается при переходе от первого слоя ко второму.

²⁾ Количеством движения в механике называется произведение из массы тела на его скорость.

телу, неподвижен по отношению к последнему — как бы прилипает к нему.

Для движения газа или жидкости по трубкам Пуазейлля эмпирическим путем вывел закон, который говорит, что количество газа Q , протекающего по трубке в 1 сек. при давлении на концах трубки p_2 и p_1 , равно:

$$Q = k \frac{PD^4}{l} (p_2 - p_1), \quad (44)$$

где D — диаметр трубки, l — ее длина, а $P = \frac{p_2 + p_1}{2}$ — среднее давление газа в трубке.

Рассмотрение движения газа (или жидкости) по трубке на основании общих формул гидродинамики приводит к выражению для Q :

$$Q = \frac{\pi P}{8\eta l} (D^4 - 4\gamma R^3) (p_2 - p_1), \quad (45)$$

где R — радиус трубки. Выражение (44) получаем из (45), полагая $\gamma = 0$, т. е. принимая, что слой газа, непосредственно прилегающий к стенкам трубки, неподвижен. Коэффициент Пуазейлля k при этом оказывается равным $\frac{\pi}{128\eta}$, так что (44) принимает вид:

$$Q = \frac{\pi PD^4}{128\eta l} (p_2 - p_1). \quad (46)$$

В этой форме (46) мы и будем в дальнейшем пользоваться законом Пуазейлля. Заметим, что (45) выводится в предположении, что в газе (жидкости) нет вихревых движений, поэтому (45) и (46) применимы лишь до определенных «критических» скоростей газа (или жидкости).

В кинетической теории газов аналогично выводу коэффициента теплопроводности для коэффициента внутреннего трения получается выражение

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{c} L \quad (47)$$

при предположении, что все молекулы обладают одинаковой скоростью, равной их средней скорости. Так как при том же предположении мы нашли коэффициент теплопроводности k равным $\frac{1}{3} \rho \bar{c} \bar{c} L$, то, следовательно:

$$k = \eta \bar{c}, \quad (48)$$

Более точный подсчет, принимающий во внимание максвелловское распределение скоростей, дает:

$$\eta = 0,3502 \rho \bar{c} L, \quad (49)$$

На том же основании, что и k , величина η не зависит от давления,

Кроме явлений теплопроводности и внутреннего трения, с длиной свободного пути молекул газа приходится считаться в явлениях диффузии газа. Мы знаем, что если газ помещен в каком-либо замкнутом объеме, то он распространяется по всему этому объему, пока плотность его, или, что то же, число молекул газа, приходящихся на каждый кубический сантиметр, не будет одинаково во всех точках. То же самое происходит, если газ находится в объеме не один.

Допустим, что в объеме v существует горизонтальная перегородка. Верхняя часть нашего объема занята одним газом, допустим, более легким, нижняя — другим, более тяжелым. Оба газа имеют одно и то же давление. Опыт показывает, что если осторожно удалить перегородку, не вызывая никаких движений в обоих газах, то несмотря на то, что верхний газ легче, молекулы его в своем движении постепенно проникают в нижнюю часть сосуда и, обратно, молекулы нижнего газа постепенно распространяются в верхней части сосуда, среди молекул находящегося там газа. После достаточно долгого времени число молекул каждого газа в 1 см^3 оказывается одинаковым во всех точках сосуда. Это выравнивание плотности данного газа по всему предоставленному ему объему независимо от присутствия в том же объеме других газов называется процессом диффузии газа. Количество газа, проходящего через 1 см^2 мысленно проведенной в газе площадки в 1 сек., тем больше, чем быстрее меняется плотность газа в направлении, перпендикулярном к площадке. Совершенно аналогично формулам (37') и (42), определяющим количество переносимого газом тепла и механического движения, количество v переносимого через 1 см^2 в направлении оси Z путем диффузии газа оказывается равным:

$$V = -\beta \frac{\partial p}{\partial z} = -\delta \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (50)$$

где $\frac{\partial p}{\partial z}$ и $\frac{\partial n}{\partial z}$ — градиент давления и градиент плотности газа в направлении Z . Коэффициент δ называется *коэффициентом диффузии*. Когда происходит перемешивание путем диффузии двух газов между собой, мы говорим о «взаимной диффузии» и о «коэффициенте взаимной диффузии». Вполне ясно, что проникновение одного газа в другой мешают взаимные столкновения молекул первого газа с молекулами второго и обратно. Поэтому проникновение одного газа в другой будет происходить тем быстрее, чем меньше этих столкновений, а их тем меньше, чем больше длина свободного пути молекул одного газа среди молекул другого. Таким образом коэффициент взаимной диффузии зависит от природы обоих смешивающихся газов и от относительного числа молекул того и другого газа в смеси.

Рассмотрение процесса диффузии в кинетической теории газов приводит к такому выражению для коэффициента взаимной диффузии:

$$\delta = \frac{1}{8n} (c_1 L_1 n_2 + c_2 L_2 n_1). \quad (51)$$

Здесь n_1 , c_1 , L_1 — число молекул в 1 см^3 , средняя арифметическая скорость и длина свободного пути молекул первого газа; n_2 , c_2 и L_2 —

те же величины для молекул второго газа; $n = n_1 + n_2$ — общее число молекул обоих газов в 1 см³.

В том случае, когда имеем один и тот же газ, но только различной плотности в различных частях сосуда, (51) дает нам для коэффициента диффузии газа в самом себе или просто «коэффициента диффузии данного газа»:

$$\delta = \frac{1}{3} \bar{c} L. \quad (52)$$

Сравнивая (39), (47) и (52), устанавливаем следующее соотношение между коэффициентом диффузии δ , коэффициентом внутреннего трения η и коэффициентом теплопроводности k :

$$\delta = \frac{\eta}{\rho} = \frac{k}{\rho c_v}. \quad (53)$$

Численный множитель $\frac{1}{3}$ в (52) является таким же приближенным коэффициентом, вытекающим из упрощенных расчетов, как и в формулах (49) и (47)¹⁾.

Необходимо далее отметить, что согласно данным опыта внутреннее трение газа при одной и той же плотности зависит от температуры. Отсюда необходимо заключить, что длина свободного пути L зависит от температуры. Это приводит в свою очередь к тому, что введенная нами величина σ — условный «диаметр молекулы» — зависит от температуры. В отношении этого вопроса, далеко выходящего за пределы классической кинетической теории газов, так как полное его решение требует, конечно, очень большого уточнения представления о молекуле, существует ряд попыток дать полуэмпирическое решение. Приводим формулу Сутерленда для зависимости коэффициента внутреннего трения η от температуры:

$$\eta_T = \eta_{273} \left\{ \frac{273,1 + C}{T + C} \cdot \frac{T}{273,1} \right\}^{\frac{3}{2}}, \quad (54)$$

где η_{273} — значение η при 0° С, а C — эмпирическая константа.

§ 4. Вероятность данной длины свободного пути. Мы ввели выше представление о средней длине свободного пути. В дальнейшем мы встретимся с необходимостью знать, как велика при данном среднем пробеге L вероятность того, что данная молекула после столкновения пролетит свободно путь длиной x или сколько молекул из общего числа n_0 молекул, начинающих свой путь после столкновения, пролетят от места столкновения беспрепятственно путь x . Рассуждаем так: согласно определению L , данному нами на стр. 25, $L = \frac{\bar{c}}{\nu}$, где $\bar{c}$ — средний путь, пройденный в 1 сек., а ν — число столкновений за 1 сек. или на пути длиной $\bar{c}$. Отсюда заключаем, что среднее число столкно-

1) Кинетическая теория объединяет явления теплопроводности, внутреннего трения и диффузии в одно общее учение о переносе какой-либо величины газом («уравнения переноса»). См. А. К. Тимирязев, Кинетическая теория материи.

лений на пути в 1 см будет $\frac{v}{c}$ или $\frac{1}{L}$. Число столкновений каждой молекулы на малом пути dx будет $\frac{1}{L} dx$. Пусть из некоторой точки в газе вылетает n_0 молекул. Обозначим число тех из этих молекул, которые беспрепятственно прошли путь x , через n . При прохождении следующего малого участка пути dx каждая молекула, как мы только что видели, претерпевает $\frac{dx}{L}$, а все молекулы вместе $\frac{n}{L} dx$ столкновений. Следовательно, число молекул, выбывающих из числа беспрепятственно продолжающих свой путь молекул на пути dx , будет $\frac{n}{L} dx$, и мы можем написать для изменения величины n при пробеге нашими молекулами пути dx :

$$dn = -\frac{n}{L} dx. \quad (55)$$

Отсюда находим:

$$\frac{dn}{n} = -\frac{1}{L} dx, \quad \ln n = -\frac{1}{L} x + \ln C, \quad n = C \cdot e^{-\frac{x}{L}}$$

и, так как при $x = 0$ $n = n_0$, окончательно:

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{L}}. \quad (56)$$

Формула (56) дает нам число молекул, пролетающих свободно путь, равный или больший x . Число молекул n_x , для которых свободный пробег лежит в пределах между x и $x + dx$, равно числу столкновений на малом пути dx ; а это число равно $-dn$. Дифференцируя (56), находим:

$$n_x = \frac{n_0}{L} e^{-\frac{x}{L}} dx. \quad (57)$$

Вероятность того, что какая-либо данная молекула пробежит свободно путь в пределах от x до $x + dx$, будет:

$$W_x \cdot dx = \frac{n_x}{n_0} = \frac{1}{L} e^{-\frac{x}{L}} dx. \quad (58)$$

§ 5. Закон косинуса. Число молекул, ударяющихся об 1 см² стенки в 1 сек. при максвелловском распределении скоростей. Приобретенные нами во всех предшествующих параграфах этой главы сведения о движении молекул газа дают нам возможность вывести формулу, определяющую число молекул газа, ударяющихся об единицу поверхности стенки, или, что то же, число молекул газа, которые проходят через единицу площади любой плоскости, мысленно проведенной в газе при условии беспорядочного движения молекул газа, соответствующего максвелловскому распределению скоростей между ними. Эта формула будет встречаться нам в дальнейшем неоднократно и кладется в основу многих расчетов в вакуум-технике, а также в явлениях эле-

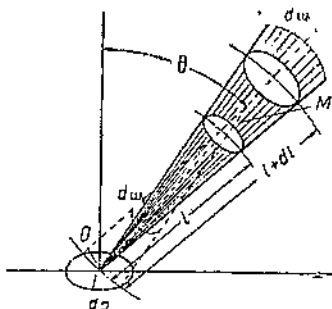
трического разряда в газах. Выделим на нашей поверхности ограничивающей газ стенки в точке O некоторую небольшую площадку $d\sigma$ (фиг. 6). Построим из точки O как из вершины малый телесный угол $d\omega$ и выделим внутри этого угла элемент объема M , расстояние нижней и верхней границ которого от точки O пусть будут l и $l+dl$. Тогда величина нашего элементарного объема выразится через:

$$l^2 dl d\omega.$$

Пусть в единице объема содержится n молекул, среднюю скорость их назовем через $\bar{c}$, а среднюю длину свободного пути через L . Число столкновений молекул газа между собой за единицу времени в единице объема будет $\frac{n\bar{c}}{L}$, а число столкновений в единицу времени внутри элемента объема M :

$$v_m = \frac{n\bar{c}}{L} l^2 dl d\omega. \quad (59)$$

Построим новый элементарный телесный угол $d\omega_1$, включающий наш элемент поверхности $d\sigma$ и имеющий вершину внутри нашего весьма малого элемента объема M . Так как после столкновений в M молекулы летят по всем направлениям, так что ни одно направление не имеет преимущества перед другими, то из общего числа молекул v_m , претерпевших столкновения с другими в элементе M и начавших отсюда свое движение после столкновения по новым прямолинейным участкам пути, по направлению к $d\sigma$, т. е. внутри телесного угла $d\omega_1$, полетят



Фиг. 6.

$$\frac{d\omega_1}{4\pi} \frac{n\bar{c}}{L} l^2 dl d\omega \text{ молекул.} \quad (60)$$

Проведем через точку O сферу радиуса l с центром в точке M . Площадка ds , вырезанная на этой сфере углом $d\omega_1$, равна $l^2 d\omega_1$. Площадку ds мы можем рассматривать как проекцию нашей площадки $d\sigma$. В таком случае:

$$l^2 d\omega_1 = ds = d\sigma \cos \theta. \quad (61)$$

Подставляя в выражение (60) значение $l^2 d\omega_1$ из выражения (61), получим для числа молекул, вылетающих из элемента объема M по направлению к элементу поверхности $d\sigma$:

$$n_{d\sigma} = \frac{1}{4\pi} \frac{n\bar{c}}{L} \cos \theta d\sigma dl d\omega. \quad (62)$$

Вследствие столкновений с другими молекулами не все эти $n_{\vec{u}}$ молекул пролетят беспрепятственно путь l до площадки $d\sigma$, а, согласно выведенному в предыдущем параграфе равенству (56), лишь $n_{\vec{u}} e^{-\frac{l}{E}}$ молекул.

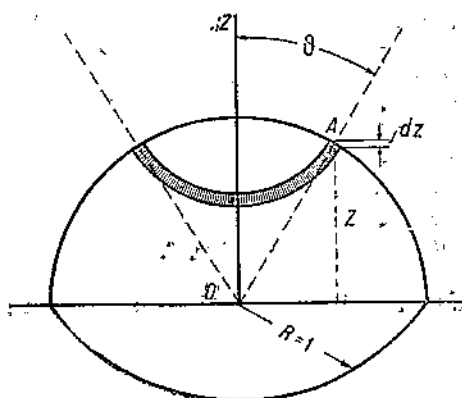
Для того чтобы подсчитать, какое число молекул dn подлетает к нашей элементарной площадке $d\sigma$ по направлению, определяемому положением элементарного конуса $d\omega$, надо сложить числа молекул $n_{\vec{u}} e^{-\frac{l}{E}}$, относящиеся ко всевозможным элементам объема, лежащим внутри этого элементарного конуса. Для этого надо проинтегрировать $n_{\vec{u}} e^{-\frac{l}{E}}$ по dl от 0 до $+\infty$. Получим:

$$dn = \int_0^\infty \frac{1}{4\pi} n \bar{c} \cos \vartheta d\omega e^{-\frac{l}{E}} d\tau \frac{dl}{E} = \frac{n \bar{c}}{4\pi} \cos \vartheta d\omega d\tau. \quad (63)$$

Таким образом при прочих равных условиях (n, c) число молекул, подлетающих в единицу времени к единице поверхности стенки под углом падения ϑ , пропорционально $\cos \vartheta$.

Это положение носит название «закона косинуса». Мы пишем dn , а не просто n , так как это число молекул относится к бесконечно малому телесному углу $d\omega$. Проведем вокруг точки O как вокруг центра сферу радиусом, равным единице. Элемент поверхности этой сферы, вырезанный телесным углом $d\omega$, и будет как раз мерой телесного угла $d\omega$.

Для того чтобы найти общее число молекул, ударяющихся об элемент поверхности стенки $d\sigma$ в единицу времени, надо проинтегрировать выражение (63) по всей



Фиг. 7.

поверхности полусферы, лежащей над рассматриваемым нами элементом поверхности стенки. Одинаковым углом ϑ на этой полусфере соответствует шаровой слой A (фиг. 7). Пусть высота этого слоя есть dz а s — длина перпендикуляра, опущенного из какой-либо точки шарового слоя на основание полусферы. Тогда площадь шарового слоя выразится $2\pi R dz$, где $R=1$, а интеграл выражения (63), взятый по шаровому слою будет:

$$\frac{n \bar{c} \cos \vartheta}{4\pi} 2\pi dz d\tau,$$

или, выражая $\cos \vartheta$ через s :

$$\frac{n \bar{c} s dz d\tau}{2}. \quad (64)$$

Для того чтобы распространить наш интеграл на всю полусферу, надо проинтегрировать выражение (64) по ε от нуля до R , т. е. до единицы. Получим:

$$N_0 = \int_0^1 \frac{1}{2} \bar{n} \varepsilon d\varepsilon = \frac{1}{4} \bar{n}, \quad (65)$$

и следовательно, число молекул, ударяющихся в 1 сек. об 1 см² поверхности:

$$N_1 = \frac{1}{4} \bar{n}. \quad (66)$$

Вывод выражения (66) основан на том положении, что все направления движения молекул в газе равноценны между собой. Это же положение привело нас в § 2 к максвелловскому распределению скоростей. Таким образом выражение (66) имеет место при максвелловском распределении скоростей. Пользуясь справедливыми при этом распределении формулами (25) и (30), находим:

$$N_1 = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}. \quad (66')$$

При выводе мы исходим из средней скорости молекул $\bar{c}$. Если бы мы применили наш вывод не ко всем молекулам вообще, а лишь к молекулам, имеющим некоторую определенную (по величине) скорость c , то совершенно также нашли бы:

$$N_c = \frac{1}{4} nc. \quad (67)$$

§ 6. Поведение газов при низких давлениях. Мы видели, что длина свободного пути молекул газа обратно пропорциональна давлению. Уменьшая давление, мы неизбежно должны прийти до такого разрежения газа, когда длина свободного пути его молекул делается много больше линейных размеров того сосуда, в котором заключен газ. Ибо, что в таком случае вероятность того, что данная молекула пролетит до стенки сосуда без столкновения с другими молекулами, будет очень велика. Другими словами молекулы газа будут гораздо чаще сталкиваться со стенками сосуда, чем между собой. Так как большинство выводов предыдущих параграфов основано на беспорядочных столкновениях молекул между собой, то эти выводы нельзя без ближайшего рассмотрения движения молекул применять к случаю разреженного газа. В частности закон независимости теплопроводности газа и коэффициента внутреннего трения от давления газа основан на обратной пропорциональности числа молекул в единице объема и длины их свободного пути. Раз столкновения молекул газа между собой при низких давлениях перестают быть решающим фактором, то ясно, что в этом случае упомянутый закон перестает быть справедливым. Когда молекулы газа летят от одной стенки до другой без взаимных столкновений, длина пути молекулы просто определяется расстоянием между стенками независимо от давления. В случае переноса тепла, например

при увеличении давления в n раз, во столько же раз увеличивается число молекул, ударяющихся о горячую стенку и уносящих тепловую энергию от этой стенки, а расстояние, на которое каждая молекула уносит полученный ею от горячей стенки запас энергии, остается неизменным. Таким образом уже это элементарное рассуждение показывает, что в случае, когда L больше линейных размеров сосуда, теплопроводность газа тем меньше, чем меньше давление. На этой зависимости теплопроводности от давления основан, как увидим в главе IV, один из удобных способов измерения низких давлений.

В качестве второго примера существенного отличия явлений в газе при низких давлениях от тех же явлений при высоких давлениях укажем на то, что, когда L больше линейных размеров сосуда, перестает быть верным закон равенства суммы парциальных давлений газов в смеси во всех точках занятого смесью объема. Так как молекулы обоих газов сталкиваются почти исключительно со стенками сосуда, а не между собой, то каждый газ в предельном случае очень большого L ведет себя самостоятельно, как будто другого газа в смеси нет. Поэтому если в одном месте C трубки давление одного газа поддерживается постоянно очень низким (например путем конденсирования газа при помощи холодильной смеси) и данный газ поступает в трубку с одного конца A , то в другом конце B давление этого газа будет



Фиг. 8.

очень низким, равным давлению газа, соответствующему температуре конденсированной фазы; недостаток давления не будет восполняться увеличением в соответствующих точках плотности другого газа. Напротив, если этот другой газ в конце трубки A непрерывно из нее удаляется, то диффузия его будет происходить в направлении от B к A , и давление его в B будет непрерывно падать. Это обстоятельство имеет решающее значение при достижении предельно высокого вакуума при помощи насосов с применением ртути.

Теоретически поведение газа в предельном случае, когда взаимными столкновениями молекул газа между собой можно совершенно пренебречь, хорошо изучено. Переходный случай, когда длина свободного пути соизмерима с размерами сосуда и приходится учитывать как столкновения молекул между собой, так и со стенками сосуда, представляет большие трудности. Строгих решений по многим вопросам в этом случае еще не найдено. Приходится ограничиваться полуэмпирическими формулами.

Мы не будем заниматься в этой главе рассмотрением законов поведения газа, когда L больше размеров сосуда, а будем возвращаться к этим вопросам в соответствующих главах при рассмотрении практических приложений этих явлений в вакуум-технике.

§ 7. Теплосмкость газов. Мы установили в § 1 соотношение между средней кинетической энергией поступательного движения молекул газа и температурой

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{R}{N} T = \frac{3}{2} kT. \quad (68)$$

Так как средний квадрат скоростей молекул равен сумме средних квадратов составляющих этих скоростей по осям X , Y и Z , т. е.

$$\overline{c^2} = \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2},$$

и так как вследствие полной равноправности всех направлений при движении молекулы $\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2}$, из (68) следует, что если разбить движение молекул газа на движения по трем осям X , Y и Z , то на каждое из этих движений, или, как принято говорить, «на каждую степень свободы поступательного движения молекулы газа», приходится в среднем на молекулу количество энергии $\frac{1}{2} kT$. Кинетическая теория обобщает этот вывод на основании «статистической механики» также и на энергию вращательного движения молекул. В своем общем виде этот закон, называемый «законом равномерного распределения энергии», выражается так: если мы имеем систему, состоящую из очень большого числа хаотически движущихся частиц, то на каждую степень свободы одной частицы, например на каждое возможное вращательное движение, в среднем приходится количество энергии $\frac{1}{2} kT$. Современная физика очень сильно ограничила область применимости закона равномерного распределения энергии, найдя, что он представляет собой только некоторый предельный случай, к которому приводят квантовые законы распределения энергии (именно при высоких температурах). Но все же в вопросе о теплоемкости газов при обычных температурах этот закон приводит к следствиям, с достаточной точностью оправдываемым опытом.

Возьмем одну граммолекулу одноатомного газа при температуре T . Так как граммолекула заключает в себе N молекул и так как $Nk = R$, то, согласно (68), кинетическая энергия поступательного движения всех молекул нашего газа, с которой мы отождествляем тепловую энергию этого газа Q_1 , будет: $Q_1 = \frac{3}{2} RT$. Увеличим температуру нашего газа на 1° . Тогда запас его тепловой энергии будет $Q_2 = \frac{3}{2} R(T+1)$. Молекулярной теплоемкостью C_v газа при постоянном объеме называется количество тепловой энергии, которое надо сообщить граммолекуле газа, чтобы поднять ее температуру на 1° . Ясно, что C_v равно разности $Q_2 - Q_1$. Находим:

$$C_v = Q_2 - Q_1 = \frac{3}{2} R(T+1) - \frac{3}{2} RT = \frac{3}{2} R. \quad (69)$$

Молекулярная теплоемкость одноатомного газа при постоянном объеме равна $\frac{3}{2} R$.

С возможным вращательным движением атома кинетическая теория не считается, исходя из того, что вследствие малых размеров атома кинетическая энергия вращения атома будет исчезающе мала. Экспериментальное определение C_v оправдывает это допущение.

Если молекула состоит из трех или более атомов, указанное допущение более не имеет места. Приходится учитывать вращательное движение молекулы, разлагая его на вращение около трех взаимно перпендикулярных осей. На основании закона равномерного распределения энергии по степеням свободы средняя кинетическая энергия поступательного и вращательного движений многоатомной молекулы будет $\frac{6}{2}kT$, а запас тепла граммолекулы многоатомного газа $\frac{6}{2}RT$, так как такая молекула имеет всего 6 степеней свободы. Отсюда, подобно (69), находим для многоатомного газа:

$$C_v = \frac{6}{2} R.$$

В случае двуатомной молекулы разложим вращательное движение молекулы на три вращения вокруг трех взаимно перпендикулярных осей. Одну из этих осей проведем через центры обоих атомов, составляющих нашу молекулу. Момент инерции каждого из атомов по отношению к этой оси будет чрезвычайно мал, поэтому вращение вокруг этой оси при подсчете кинетической энергии двуатомной молекулы в расчет опять не принимается. Приписывая каждой из остальных пяти степеней свободы (два вращательных движения и три поступательных) среднюю энергию, на одну молекулу $\frac{1}{2}kT$, находим для средней кинетической энергии движения двуатомной молекулы $\frac{5}{2}kT$ и для молекулярной теплоемкости двуатомного газа $\frac{5}{2}R$.

Если при нагревании газ расширяется, то происходит передвижение какого-либо поршня или, в общем случае, какого-либо тела, с которым газ граничит. Так как этот поршень или это тело оказывает давление на газ, то рассматриваемое движение совершается против действия вызванной этим давлением силы, и потому при расширении газа неминуемо совершается работа. Величину этой работы надо добавить при учете теплоемкости к энергии, идущей на увеличение кинетической энергии движения молекул газа. Пусть при увеличении объема газа на $d\upsilon$ запирающий газ поршень передвинулся на $d\iota$, давление газа равно p , а площадь поршня S . Тогда, с одной стороны, $d\upsilon = S d\iota$, с другой — действующая на поршень сила равна pS , а совершаемая при передвижении поршня работа dA равна $p S d\iota$. Отсюда находим:

$$dA = p d\upsilon. \quad (70)$$

Если газ расширяется при нагревании от объема v_1 до объема v_2 сохраняя постоянное давление p , то совершаемая при этом против внешнего давления p работа

$$A = p(v_2 - v_1). \quad (71)$$

Пусть объему v_1 соответствует температура T , а объему v_2 — температура $(T+1)$. Согласно уравнению Клапейрона $pv_1 = RT$ и $pv_2 = R(T+1)$.

Вычитая почленно первое из этих равенств из второго, находим:

$$p(v_2 - v_1) = R(T + 1) - RT = R. \quad (72)$$

(71) и (72) дают:

$$A = p(v_2 - v_1) = R.$$

Работа расширения газа при нагревании на 1° равна газовой постоянной R . Отсюда заключаем: *теплоемкость C_p граммолекулы газа при постоянном давлении больше теплоемкости граммолекулы газа, нагреваемого при сохранении постоянного объема (без расширения), на величину R :*

$$C_p - C_v = R. \quad (73)$$

При переводе механических единиц в калории $R = 1,985 \approx 2$. Таким образом для численного значения молекулярных теплоемкостей различных газов находим:

	C_v	C_p	$\frac{C_p}{C_v}$
газ одноатомный			
(He, Ne, Ar, Hg)	$\frac{3}{2} R \approx 3$	$\frac{5}{2} R \approx 5$	1,67
газ двуатомный			
(H ₂ , O ₂ , N ₂)	$\frac{5}{2} R \approx 5$	$\frac{7}{2} R \approx 7$	1,40
газ многоатомный			
(CO ₂ , NH ₃ , CH ₄ , HO ₂)	$\frac{6}{2} R \approx 6$	$\frac{8}{2} R \approx 8$	1,33

При обычных температурах (порядка 0°C и выше) теплоемкости всех действительных газов очень близко совпадают с этими числами. Отступления объясняются отступлениями действительных газов от законов идеальных газов. Поэтому приведенная выше таблица практически может быть положена в основу очень многих расчетов, не требующих чрезвычайной точности.

При очень низких температурах теплоемкости газов перестают удовлетворять числам нашей таблицы. Современная физика объясняет это обстоятельство тем, что положенный в основу приведенного нами вывода закон равномерного распределения энергии по степеням свободы является лишь законом приближенным, близким к истине при высоких температурах. Вообще же энергия распределяется между молекулами данного газа лишь определенными порциями или квантами (положение А), причем две молекулы не могут иметь одинакового числа квант энергии (положение В). При низких температурах на каждую молекулу приходится лишь небольшое количество энергии и, следовательно, малое число квант энергии; это обстоятельство в связи с положением (В) приводит к особому характеру движения молекул газа, совершенно отличному от того, который соответствует закону равномерного распределения энергии по степеням свободы. Это особое состояние газа при низких температурах характеризуют названием «газ в состоянии вырождения».

или «газ вырожденный». Практически в вакуум-технике не приходится встречаться с применением законов вырожденного газа. Но, перенося законы движения молекул газа на движение электронов, в металлах и в вакууме с «состоянием вырождения» приходится считаться. Согласно выводам теории квант та температура, при которой движение молекул двух различных газов в одинаковой мере отличается от движения молекул, соответствующего обычным законам идеальных газов, обратно пропорциональна массе молекулы газа, поэтому движение электронов, масса которых очень мала, соответствует газу в состоянии вырождения уже при всех доступных в лабораторных экспериментах температурах. К этим вопросам нам придется вернуться в главе VIII.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ.

Теория и практика вакуумных насосов.

§ 1. Скорость действия насоса. Переходя к методам получения низких давлений, мы сосредоточим наше внимание, с одной стороны, на основных принципах действия насосов, с другой — на описании приемов и аппаратуры, наиболее применяемых в практике. Перечня всевозможных видоизменений основных методов и описания различных конструкций мы давать не будем. Все это можно, если понадобится, найти в указанных на стр. 11 книжках и в журнальной литературе, указанной в конце этой книги. В отношении откачки газа насос, конечно, должен интересовать вопрос, с какой скоростью происходит уменьшение давления газа в откачиваемом сосуде.

В общем случае скорость или производительность насоса определяется объемом или массой жидкости, выкачиваемой им в 1 сек. В случае вакуум-насоса это определение не может быть принято. Давление, под которым находится газ в сосуде, непрерывно уменьшается по мере работы насоса. При достаточно большом разрежении масса выкачиваемого в 1 сек. газа может стать исчезающе малой, что не мешает, однако, насосу давать большую относительную скорость разрежения оставшегося газа. В этом случае более естественным является определение скорости действия насоса как скорости относительного изменения давления в данном объеме в 1 сек. Поэтому под скоростью действия насоса принимается величина, определяемая из равенства:

$$s = - \frac{V}{p} \frac{dp}{dt}, \quad (1)$$

где p — давление в данный момент времени, $-\frac{dp}{dt}$ — падение давления в единицу времени, V — объем сосуда.

Кроме отношения скорости изменения давления $\frac{dp}{dt}$ к давлению p , здесь введен множителем объем откачиваемого сосуда, так как несомненно при одной и той же «производительности» насоса давление в сосуде, в два раза большем, будет падать в два раза медленнее.

Пусть в момент t_1 давление газа было p_1 , а в момент t_2 оно стало равным p_2 , причем

$$p_2 < p_1.$$

Из равенства (1) следует:

$$s \, dt = - \frac{V}{p} \frac{dp}{p}.$$

Принтегрируем это выражение:

$$\int_{t_1}^{t_2} s dt = - \int_{p_1}^{p_2} V \frac{dp}{p}.$$

Будем понимать под s среднюю скорость откачки за время $(t_2 - t_1)$; получим:

$$s(t_2 - t_1) = - V \ln \frac{p_2}{p_1} = V \ln \frac{p_1}{p_2}$$

или

$$s = \frac{V}{t_2 - t_1} \ln \frac{p_1}{p_2} = 2,3 \frac{V}{t_2 - t_1} \lg \frac{p_1}{p_2}, \quad (2)$$

где 2,3 — переводной фактор для перехода от натуральных логарифмов к обыкновенным. Эта формула носит название *уравнения Гедэ*. Выясним физическое значение s . Принимая, что температура остается постоянной, имеем по закону Бойля-Мариотта после изменения p на dp и V на dV :

$$pV = (p + dp)(V + dV). \quad (3)$$

Увеличение объема на dV произошло вследствие того, что часть газа проникла в насос из откачиваемого сосуда. Выражение (3) дает:

$$pV = pV + p dV + V dp + dV dp.$$

Пренебрегая бесконечно малой величиной второго порядка, получаем:

$$p dV + V dp = 0 \text{ или } -V \frac{dp}{p} = dV \text{ и далее: } \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} = - \frac{1}{V} \frac{dV}{dt}.$$

Вставляя последнее выражение в (1), находим:

$$s = \frac{dV}{dt}. \quad (4)$$

Таким образом s есть отношение объема газа, откачанного за время dt , к dt или, другими словами, откачиваемый объем газа, отнесенный к 1 сек., причем этот объем должен быть измерен при давлении, существующем в сосуде в тот момент времени, к которому относится s .

Таким образом, если, например, скорость насоса при давлении 0,01 мм — 1400 см³/сек., то конкретно это значит, что объем газа, откачанного насосом в 1 сек. из замкнутого пространства, где существует давление в 0,01 мм, равен 1400 см³, причем объем газа измерен при том же давлении. Расчетной формулой является формула (2).

Иногда дают другое конкретное истолкование скорости насоса. Пусть в объеме V существует давление p_1 и за время $t_2 - t_1 = 1$ сек. оно уменьшилось в e раз, где e — основание натуральных логарифмов. Тогда $\frac{p_1}{p_2} = e$, и скорость действия насоса оказывается равной:

$$s = \frac{V}{1} \ln e = V. \quad (5)$$

или словами: скорость действия насоса есть такой объем, в котором данный насос понижает давление в течение 1 сек. в s раз.

Точное выражение скорости действия в дифференциальной форме дает равенство:

$$s = - \frac{V}{p - p_0} \frac{dp}{dt}, \quad (6)$$

где p_0 — наименьшее давление, которое может дать этот насос. Но для целей практики достаточно точной является указанная выше формула (1), которой мы и будем пользоваться, и которая получается из точной в предположении, что конечное давление p_0 чрезвычайно мало по сравнению с начальным, так что им можно пренебречь в формуле (1). При употреблении современных насосов высокого вакуума это допущение вполне законно.

§ 2. Классификация насосов. Все насосы, употребляющиеся в вакуум-технике, характеризуются следующими тремя элементами: 1) начальным давлением, при котором насос начинает работать, 2) конечным давлением или разрежением, которого он позволяет достигнуть, и 3) скоростью, с которой насос дает вакуум.

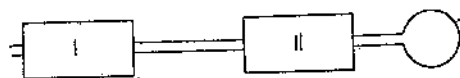
По тому начальному давлению, с которого начинается работа насоса, и по степени разрежения, которую насос может дать, насосы делятся на две большие группы:

I группа — Насосы предварительного разрежения или насосы фор-вакуумные. Эта категория насосов не требует для своей работы, чтобы в пространстве, куда выходит газ из насоса, было пониженное давление; выбрасывающая газ трубка может прямо выходить в атмосферу, но зато эти насосы не могут давать очень высоких степеней разрежения.

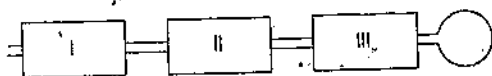
II группа — Насосы высокого вакуума. Необходимым условием работы насосов этой группы является предварительное разрежение пространства, куда выходит газ, так называемый фор-вакуум. К этой группе относятся все насосы, дающие предельный достижимый в настоящее время вакуум.

Схема обычной установки для получения высокого вакуума представлена на фиг. 9, где I — насос первой группы, а II — насос, дающий высокий вакуум и принадлежащий ко второй группе. Так как действие всякого насоса в значительной степени зависит от того давления, против которого он действует, то нередко применяется схема последовательного соединения трех и более насосов (фиг. 10).

Помимо приведенной классификации, отдельные типы насосов характеризуют в их названии указанием на совершающийся в них физический процесс: например диффузионный насос, конденсационный насос, или указанием на существенную деталь конструкции: поршневой



Фиг. 9.



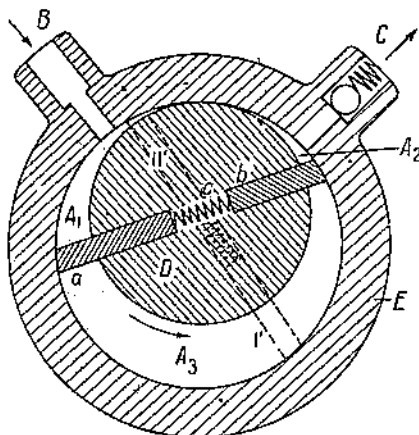
Фиг. 10.

Таким образом вредное пространство уничтожено.¹ Когда поршень D опускается, клапан опять закрывается с помощью пружины и разделяет оба масляные пространства. При опускании поршня D в цилиндре C образуется разрежение до момента открытия отверстия T , когда в C устремляется воздух из откачиваемого сосуда. Затем процесс повторяется. Трубка H , соединяющая пространство B с дном корпуса C , служит для предотвращения прилипания манжеты ко дну корпуса C .

Для работы этих насосов, так же как и для рассматриваемых далее ротационных масляных, фор-вакуум не необходим.

В ротационных масляных насосах движение поршня в полом цилиндре взад и вперед заменено непрерывным вращательным движением сплошного металлического цилиндра.

Образование камер с разреженным пространством, в которое устремляется газ из откачиваемого сосуда, и последующее выталкивание этого газа наружу достигаются следующим образом. Сплошной цилиндр D (фиг. 12) находится внутри полого цилиндра E большего диаметра и плотно касается его по одной из своих образующих¹⁾. По одному из диаметров цилиндра D в нем имеется сквозной прорезь. В эту прорезь вставлены две лопаточки a и b . Помещенная между их концами пружина c плотно прижимает лопаточки к внутренней поверхности полого цилиндра E . Пусть

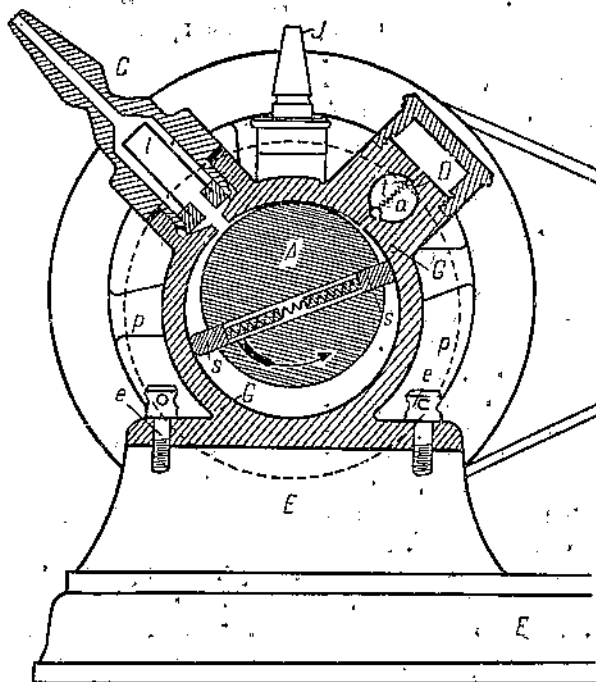


Фиг. 12.

цилиндр D в некоторый данный момент времени проходит через положение, изображенное на фиг. 12, вращаясь по направлению, указанному стрелкой. Тогда в рассматриваемый момент времени камера A_1 увеличивается, и в нее поступает газ из откачиваемого сосуда через отверстие B . Камера A_2 уменьшается в объеме, и из нее газ выталкивается через отверстие C , снабженное клапаном. В камере A_3 в рассматриваемый момент газ просто переносится от входного отверстия к выпускному. Через некоторое время, когда конец лопаточек дойдет сперва до отверстия C , а затем до отверстия B , роли камер переменятся, как это легко проследить на фиг. 12. Если бы в поршневом насосе (фиг. 11) не было клапанов, то этот насос совершенно не мог бы работать, так как при движении поршня не получалось бы никакого разрежения. В ротационном масляном насосе клапан у выходного отверстия играет несколько иную роль. Пространство около входного отверстия всегда изолировано от выпускного отверстия благодаря плот-

¹⁾ В некоторых типах ротационных масляных насосов на внутренней стороне цилиндра E выточена цилиндрическая ложбинка; диаметром равная диаметру D , так что цилиндр D прилегает к цилиндру E не по одной образующей, а по всей поверхности ложбинки.

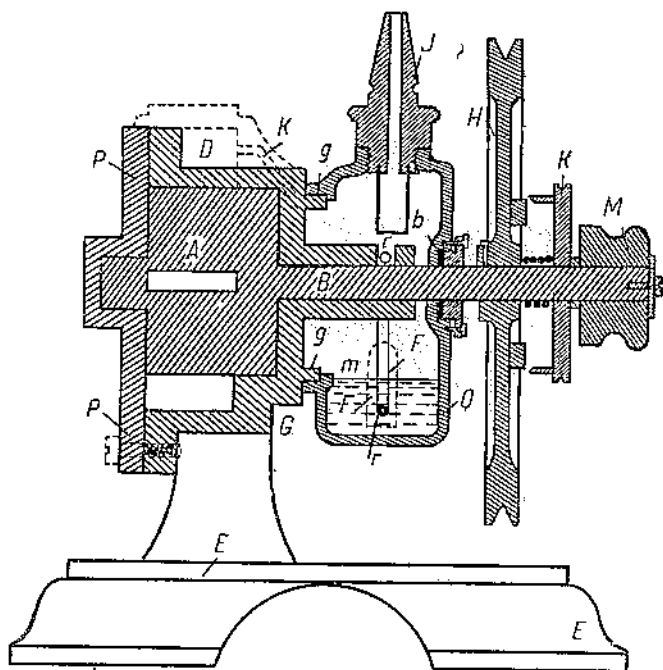
ному прилеганию цилиндра D и лопаточек к внутренней поверхности цилиндра E . Уплотнение здесь еще увеличено постоянным присутствием масла на стенках. Поэтому при вращении цилиндра D газ всегда будет «засасываться» через отверстие B независимо от наличия выпускного клапана. Но только если этого клапана не будет, газ станет устремляться снаружи (из атмосферы, если насос работает непосредственно на атмосферу) внутрь насоса всякий раз, как соответствующая лопаточка будет проходить мимо выпускного отверстия, соединяя это отверстие с очередной камерой. При дальнейшем вращении цилиндра D этот газ был бы опять вытолкнут наружу, но работа насоса была бы



Фиг. 13а.

сильно затруднена по сравнению с случаем, когда имеется выпускной клапан, так как давление, испытываемое лопаточкой, вместо того чтобы постепенно увеличиваться до давления, при котором открывается выпускной клапан, сразу будет равно давлению в выпускной трубе, как только откроется отверстие. Кроме того, благодаря существованию этого большого давления в течение большого промежутка времени увеличивается вероятность проникновения газа через масляное уплотнение во «всасывающее» пространство в цилиндре E . Все же такое несколько второстепенное назначение клапана позволяет не делать его в виде обычного плотно притертого к стенкам отверстия тела вращения, а сильно упростить его конструкцию. На фиг. 13а клапан представляет собой шарик на пружине, закрывающий отверстие. Такого устройства

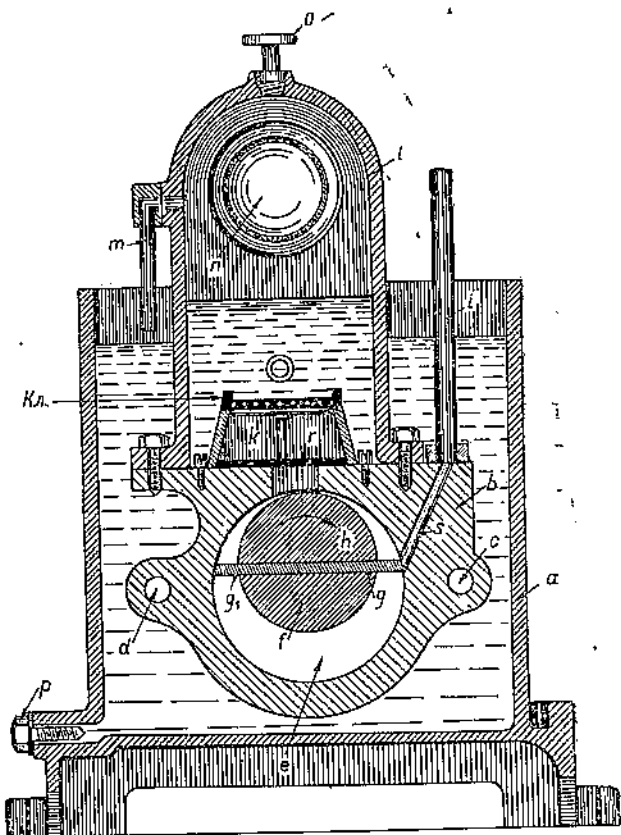
клапана в первоначальной конструкции ротационного масляного насоса, данной немецким физиком Геде. Насосы этой конструкции, первой по времени изготовления, не отличаются большими достоинствами в отношении как скорости действия, так и предельного достижимого вакуума (порядок одной десятой миллиметра для нового неизношенного насоса). Но эти насосы невелики по своим размерам, требуют немного масла, легки и дешевы. Они обычно имеются во всех физических кабинетах. Изготавливаются они немецкой фирмой Лейбольд в Кельне, а в СССР заводом «Геофизика». Типичная особенность этой конструкции масляного ротационного насоса состоит в том, что масло налито лишь в



Фиг. 13 б.

пространстве F и отсюда подается на ось вращающегося цилиндра и внутрь насосной камеры благодаря движению металлического кольца, свободно сидящего на оси цилиндра, увлекаемого трением и опущенного нижним краем в масло. Более совершенную конструкцию, нашедшую широкое применение в вакуумном производстве, представляет собой насос, который мы назовем насосом типа Пфейфера, схематически изображенный на фиг. 14. Насосы такого устройства изготавливаются несколькими иностранными фирмами—Симменс, Пфейфер, Ценко и др. В СССР их изготавливают в механических мастерских завода «Светлана» в Ленинграде и на Электrozаводе в Москве. Существенное отличие этих насосов от насосов типа Геде заключается в том, что тело, в котором выточен полый цилиндр (фиг. 14), целиком погружено

в масло. Таким образом получается очень надежная защита от возможности проникновения в насос воздуха через какое-либо недостаточное уплотнение места соединения различных частей. В насосах Сименса, первоначальных насосах Пфейфера и в насосах, изготовляемых у нас, масло просто налито в большой металлический короб, окружающий всю рабочую часть насоса. В более новых насосах Пфейфера короб заменен металлической рубашкой с более или менее узким пространством между ее стенками и телом насоса. Выпускной клапан



Фиг. 14.

обычно устроен в виде сплошной стальной плоской пластинки, лежащей под маслом на другой тоже плоской, снабженной рядом отверстий через которые вырывается газ, подымая вверх пластинку (Кл и фиг. 14). В некоторых типах насосов не сделано выпускной трубы, а газ идет непосредственно через масло, заполняющее внешний корпус насоса. Движение пластинки выпускного клапана сопровождается в масляных ротационных насосах характерным стуком. Когда в откачиваемом сосуде много газа, газ сильно демфирует движение клапана: стук получается заглушенный, «мягкий». Когда давление в насос

уменьшается до десятых долей миллиметра Нг стук насоса становится резким и громким. Если внезапно выпустить в откачиваемый сосуд воздух, стук резко изменяется, слышатся звуки, похожие на захлебывание. Таким образом, обращая внимание на звук, издаваемый насосом, можно судить о качестве работы насоса, о моменте достижения более или менее хорошего вакуума, а также заметить внезапное нарушение целостности откачиваемой вакуумной системы ¹⁾. Вследствие имеющегося места во всех насосах типа Пфейфера некоторого несовершенства выпускного клапана, при остановке такого насоса через некоторое короткое время в насос проникает воздух и гонит масло из насоса во входную трубку. Чтобы избежать проникновения масла в трубку вакуумной системы, на близком расстоянии от насоса ставят кран, а между краном и насосом помещают стеклянный шар объемом 1—1½ л. Масло, дойдя до этого шара, пропускает давящий на него со стороны насоса воздух в виде булькающих и пенящихся масло-пузырьков и само дальше не распространяется. Другой способ обезопасить вакуумную установку от проникновения масла состоит в помещении во входной трубке насоса трехходового крана. Тотчас же после размыкания рубильника мотора, вращающего насос, при помощи этого крана входную трубку насоса отключают от вакуумной системы и соединяют с атмосферным воздухом. Можно также устраивать автоматический запор для масла в виде шлифа, пробка которого в виде полой стеклянной запаянной трубки плавает в масле и прижимается им к шлифу, или в виде легкого стеклянного шарика, лежащего в вертикальной трубке на круглом ее сужении. Шарик под давлением струи газа подкакивается кверху и пропускает газ, а под действием давления масла, попавшего в верхнюю часть трубы, плотно закрывает находящееся под ним отверстие и не пропускает масла в нижнюю часть трубы. Последние типы насосов, выпускаемых Пфейфером, снабжены уже в самом насосе автоматическим приспособлением, препятствующим забрасыванию масла в откачные трубки ²⁾.

Каждый ротационный масляный насос может работать непосредственно на атмосферу, но все же работа такого насоса тем лучше и конечное давление в откачиваемом сосуде тем ниже, чем меньше давление в том пространстве или той трубке, куда насос выталкивает откачиваемый им газ. Поэтому очень часто два и даже три ротационных масляных насоса соединяют последовательно один за другим. Это достигается, например, комбинацией стеклянных и резиновых трубок, присоединенных к впускным и выпускным трубкам трех насосов, находящихся в одном и том же масляном коробе и приводимых в движение одним и тем же электромотором. Фиг. 15 дает схему, в которой насосы I и III оба (каждый в отдельности) соединены последовательно с насосом II. На фиг. 16 I, II и III соединены последовательно один за другим. На этих чертежах через A_1 , A_2 и A_3 обозначены входные трубки насосов, через B_1 , B_2 и B_3 — выпускные.

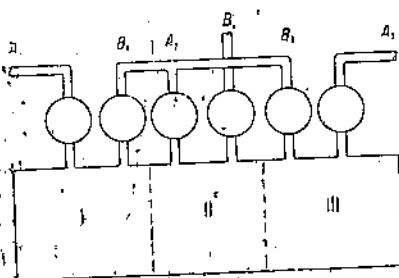
¹⁾ Отсюда применяемые на практике выражения: «насос заработал», «насос стучит», «насос захлебывается».

²⁾ Немцы называют забрасывание масла обратным ударом масла «Oelrückschlag».

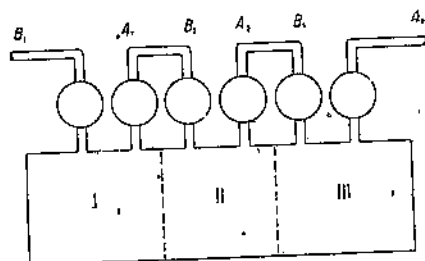
Для заливки ротационных масляных насосов за границей применяется специальное «вакуумное масло» («vacuum-oil») ¹⁾.

В СССР принято употреблять так называемое масло «Вольта А», но можно, конечно, употреблять и другие масла подходящего качества. Требования, которые предъявляются к маслу для заливки насосов, следующие: масло не должно быть лишено вязкости при высоких температурах и не должно быть слишком густым при низких. В последнем случае при пуске в ход требуется специальное подогревание насоса. Масло должно быть чистым, не содержать никаких механических примесей, так как последние могли бы повредить плотность притирки движущихся частей насоса. Масло должно быть по возможности мало гигроскопично и не должно выделять в вакууме большого количества газов и паров.

Уход за ротационным масляным насосом состоит в том, чтобы по возможности не допускать проникновения в насос механических при-



Фиг. 15.



Фиг. 16.

месей к маслу и периодически, в зависимости от постоянного или временного пользования насосом, производить чистку масла (процеживание, обезвоживание) и всех частей насоса. Не следует допускать длительного перекачивания насосом атмосферного воздуха через открытую входную трубку или изъём в установке, так как при этом масло сильно нагревается. Из частей насоса починки чаще всего требуют клапан.

Скорость действия ротационного масляного насоса зависит от его размеров. Она различна при разных давлениях откачиваемого газа. Об этой зависимости может дать представление табл. 1 (см. стр. 53). Предельное давление, достижимое при долговременной откачке насосами системы Пфайфера при хорошем за ними уходе и не слишком большой изношенности, — тысячные доли миллиметра; в худшем случае — одна—две сотые. Совершенно новые насосы при соединении трех насосов последовательно дают (согласно объявлениям изготовляющих их фирм) вакуум до 0,00015 мм Hg.

1) Это название применяется к маслу, выдержанному под вакуумом и потому от лишнему заключавшемуся в нем влагу и летучие вещества.

Таблица 14

Время действия в сек	Давление в мм Hg	Скорость действия в см ³ /сек	Время действия в сек	Давление в мм Hg	Скорость действия в см ³ /сек
0	760	125	180	0,015 ¹	327
30	522,7	202	210	0,0035	485
60	285,4	592	240	0,0025	112
90	48,1	1990	270	0,0024	13,6
120	0,12	366	Далее скорость действия такого же порядка.		
150	0,04				

В настоящее время масляные ротационные насосы представляют собой необходимую принадлежность всякой вакуумной лаборатории и каждого вакуумного производства. В очень большом числе случаев насосное хозяйство производства этили насосами и ограничивается. Дальнейшее улучшение вакуума в откачиваемых изделиях достигается химическими и электрохимическими способами («абляц», применение щелочных и щелочно-земельных металлов), которыми мы займемся в главе V этой книги.

§ 4. Молекулярные насосы. Переходя к насосам высокого вакуума, заметим, что ртутные насосы, основанные на механическом принципе получения вакуума («засасывание» и «выталкивание» газа) и на принципе Торричелли, имеют в настоящее время лишь исторический интерес. Если лет пять назад «ртутный ротационный» насос еще можно было кое-где встретить в исследовательских лабораториях и на производстве, то теперь эти насосы окончательно вытеснены комбинацией: хороший ротационный масляный насос и насос высокого вакуума, основанный на одном из новых принципов получения вакуума. Поэтому мы коснемся лишь вскользь некоторых из старых насосов в последнем параграфе этой главы, а теперь перейдем к описанию молекулярного насоса, предложенного Геле [1, 2, 3] в 1912 г. и усовершенствованного впоследствии Гольвеком [4, 5].

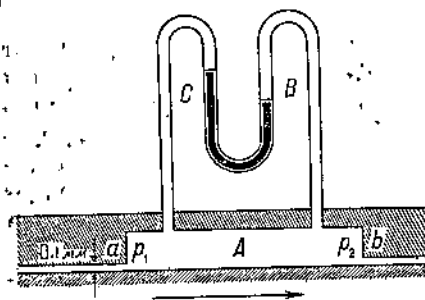
Молекулярные насосы основаны на явлении внешнего и внутреннего трения в газах. Пусть имеются две пластинки, причем расстояние между ними, равное во всех других местах приблизительно 0,1 мм, равно в части A нескольким миллиметрам (фиг. 17), и пусть верхняя пластинка неподвижна, а нижняя движется по стрелке.

Нижняя пластинка в своем движении увлекает соседний слой газа. Этот слой увлекает следующий и т. д. Благодаря такому увлечению газа в направлении стрелки давление на стенку b будет выше, чем на стенку a, а ртуть в колене манометра C будет стоять выше, чем в ко-

¹) Эта таблица взята нами из книги Дюнуайе, La technique du vide, Paris, 1924» стр. 29.

мене B . Если среднее давление газа велико и на пути от верхней пластинки до нижней молекула газа испытывает большое число столкновений, то в полости A установится довольно сложное «вихревое» движение газа как целого: около нижней пластинки газ будет двигаться от a к b , в непосредственной близости к верхней пластинке газ будет неподвижен, между этими двумя слоями будет находиться слой газа, двигающийся от b к a . Опыт показывает, что между a и b будет устанавливаться некоторая разность давлений, зависящих от скорости движения нижней пластинки, от толщины полости A и от природы газа. От абсолютной величины давления в полости A эта разность давлений, как показывает подсчет, зависеть не будет.

Если расстояние между пластинками много меньше, чем длина свободного пути молекул газа при данных условиях, то обратного тока газа в полости A существовать не будет, каждая молекула, ударившаяся о движущуюся стенку, будет лететь до противоположной неподвижной стенки, сохраняя полученный от движущейся стенки избыток количества движения в направлении движения этой стенки. Вследствие увеличения у конца b нашей полости числа n молекул, приходящихся на 1 см^3 , будет происходить обратное движение молекул под действием сил диффузии в направлении от b к a . В результате получится некоторое стационарное состояние. Если ширина нашей полости много меньше



Фиг. 17.

длины свободного пути, то этот случай легко поддается подсчету. К нему можно приложить формулу Кнудсена, определяющую движение газа по трубке при длине пути много больше диаметра трубки. Согласно этой формуле, подробный разбор которой мы дадим в главе VI, количество газа, протекающего по трубке в 1 сек. при давлениях на концах трубки p_2 и p_1 , прямо пропорционально разности этих давлений $(p_2 - p_1)$. Выражая это количество газа через произведение объема на давление и обозначая через $p = \frac{p_1 + p_2}{2}$ — среднее давление газа в трубке, напишем:

$$pV = U_1(p_2 - p_1), \quad (7)$$

где U_1 обозначает количество газа, протекающего по трубке в 1 сек. при разности давлений на концах в 1 бар. В нашем случае газ в своей массе неподвижен, движется стенка, но это дела не меняет, так как относительное движение газа и стенки будет то же. Обозначим скорость движения газа в трубке через w . В нашем случае w будет обозначать среднее арифметическое между скоростями движения обеих стенок по отношению к газу, т. е. половину скорости движения нижней стенки на фиг. 17.

Если s — поперечное сечение трубки — в нашем случае поперечное

сечение полости A , — то объем газа, протекающего в 1 сек., $V = sw$, и формула (7) принимает вид:

$$psw = U_1(p_2 - p_1). \quad (8)$$

Заменяя p через $p_2 + \frac{p_2 - p_1}{2}$, вставляя это выражение в (8) и деля правую и левую части на p_1 , будем иметь:

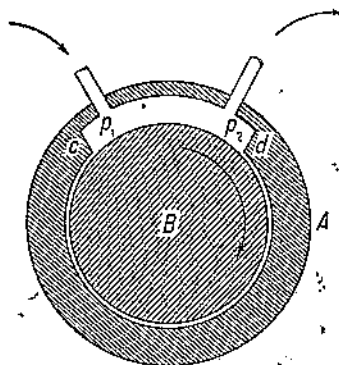
$$\frac{sw}{2} \left(\frac{p_2}{p_1} + 1 \right) = U_1 \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right). \quad (9)$$

Решая это выражение относительно $\frac{p_2}{p_1}$, находим:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{sw}{2} + U_1}{U_1 - \frac{sw}{2}} = \frac{\frac{U_1}{w} + \frac{s}{2}}{\frac{U_1}{w} - \frac{s}{2}}. \quad (10)$$

Формула (10) показывает нам, что при определенной скорости движения подвижной стенки и, следовательно, при данном w отношение давлений в точках b и a по концам полости будет величиной постоянной. Кроме того, из равенства (10) нетрудно усмотреть, что при $w = 0$ $p_1 = p_2$, а затем с увеличением скорости движения подвижной стенки отношение давлений на концах полости $\frac{p_2}{p_1}$ будет возрастать¹⁾. В молекулярном насосе, конечно, не передвигается плоская стенка, а вращается цилиндр. Общая схема такого насоса изображена на фиг. 18.

Внешний цилиндр A неподвижен, внутренний B вращается и может делать очень большое число оборотов в минуту (несколько тысяч). Зазор между цилиндрами A и B делается несколько возможно узким, чтобы устранить течение газа по этому зазору. Прежней полости ab соответствует теперь выфрезированное во внешнем цилиндре расширение зазора cd . Мы не будем останавливаться на подробном описании молекулярного насоса Гейде. Практически этот насос почти неприменим, так как требует чрезвычайно тщательного ухода и весьма легко выбывает из строя. Практически приемлемый тип молекулярного насоса представляет собой насос Гольвека (Holweck), имеющий перед насо-

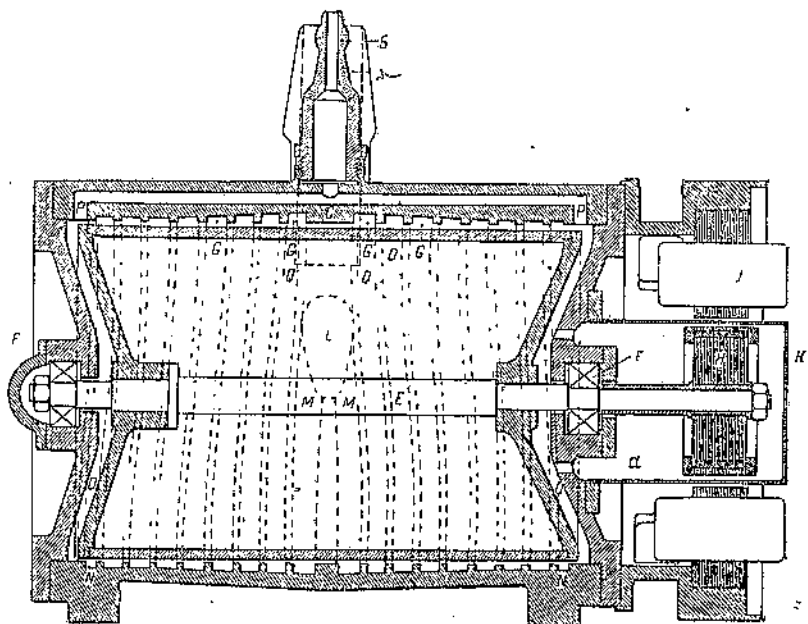


Фиг. 18.

1) Случай, когда $\frac{U_1}{w}$ делается меньше $\frac{s}{2}$, невозможен, так как формула скорости движения газа по трубке применима лишь для случая, когда эта скорость меньше скорости теплового движения молекул.

сом Геде, то преимущество, что он более прост с механической стороны. Вращающаяся часть полностью находится в фор-вакууме без выхода наружу, чем устраняются всевозможные потери и утечки.

В этом насосе (фиг. 19) вращающаяся часть — гладкий цилиндр, неподвижный же цилиндр имеет винтообразный желоб, плавно переходящий от больших сечений в середине к малым на концах. Вследствие введения вращающейся части полностью в фор-вакуум исключается возможность попадания масла внутрь насоса. Зазор между стенками цилиндров уменьшен до 0,03 мм. Вследствие большого диаметра ци-



Фиг. 19.

линдра (а, следовательно, и большей скорости по окружности) и большего сечения винтовой спирали количество выкачиваемого в 1 сек. газа в насосе Гольвека значительно. Нарезка кончается на середине цилиндра *С* у отверстия *Л* боковой трубки, присоединяемой к выкачиваемому сосуду. Противоположные концы нарезки начинаются перед отверстиями канала *РР* и сообщаются с помощью трубки *В* с насосом фор-вакуума. Уменьшение глубины нарезки от середины к концам сделано, принимая во внимание уменьшение длины свободного пути молекулы по мере прохождения спирали (вследствие увеличения давления). Вращающийся цилиндр состоит из бронзовой или дюралюминиевой трубы с гладкой поверхностью. На концах цилиндра прикреплены солидные флянцы, через которые пропущена ось вращения. *Р* — шарикоподшипники. На конце оси находится ротор *Н* небольшого асинхронного двигателя. В междужелезном пространстве помещаются очень тонкие стенки коробки *К*. Благодаря этой коробке достигается

помещение всей вращающейся части в фор-вакууме без выхода наружу. Отверстия *a* сообщают коробку с фор-вакуумом. Малая толщина стенок коробки делается для уменьшения потерь от токов Фуко. Для смазки шарикоподшипников достаточно капли вазелинового масла, выпускаемого раз в три месяца. Скорость вращения насоса—4000 об/мин; диаметр вращающегося цилиндра—150 мм; длина цилиндра—220 мм. Для сравнения приведем следующие цифры; скорость действия молекулярного насоса Гольвека—2300 см³/сек, скорость действия молекулярного насоса Геде—1200 см³/сек, скорость действия ртутного ротационного насоса Геде—180 см³/сек при $p_{нач}=0,1$ мм Hg и $p_{кон}=0,001$ мм Hg для всех трех насосов.

Так как согласно формуле (10) отношение давлений газа p_2 у выходной трубы насоса и p_1 у входной (со стороны откачиваемого сосуда) является величиной постоянной, то для того, чтобы получить высокий вакуум, необходимо включить в откачную установку перед молекулярным насосом фор-вакуумный насос. Однако не следует думать, что, уменьшая давление фор-вакуума или соединения последовательно несколько молекулярных насосов, можно получить сколь угодно высокий вакуум. Препятствием в этом отношении является обратное просачивание газа через узкую часть зазора между подвижным и неподвижным цилиндрами. Иллюстрацией может служить табл. 2, относящаяся к насосу Геде.

Таблица 2

Число оборотов	4000	4000	4000	4000	6000	3200	12 000	12 000	12 000
Давление в фор-вакууме в мм Hg.	20	10	1	0,1	0,1	0,1	10	1	0,1
Давление в высоком вакууме в мм Hg.	3	$80 \cdot 10^{-3}$	$0,03 \cdot 10^{-3}$	$0,03 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	10^{-3}	$3 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}

Предельный вакуум, достижимый при помощи молекулярного насоса, надо оценивать в 10^{-3} мм Hg.

Формула (7) дает нам возможность судить о действии молекулярного насоса по отношению к различным газам. Согласно формуле Клуудсена U_1 обратно пропорционально квадрату корню из плотности газа. Чем больше будет плотность газа, тем меньше будет U_1 , тем меньше будет знаменатель выражения (10) и тем больше отношение $\frac{p_2}{p_1}$. Отсюда заключаем, что водород будет откачиваться молекулярным насосом хуже других газов.

Большое преимущество молекулярного насоса перед насосами, работающими парами ртути, заключается в отсутствии необходимости

замораживания этих паров. Можно сказать, что молекулярный насос откачивает все.

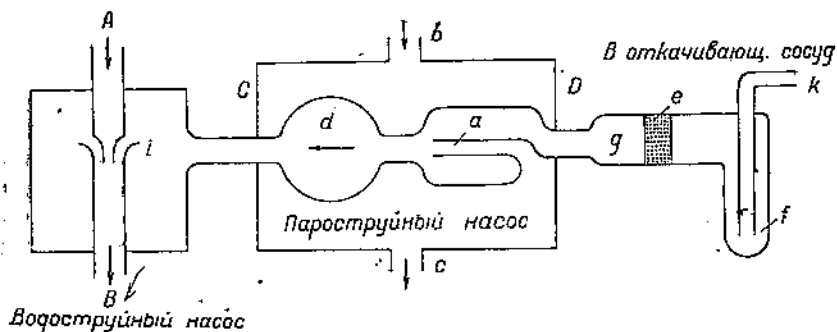
Молекулярный насос боится малейших механических загрязнений и всяких газов и паров, могущих действовать на металлы цилиндров, так как всякое изменение ширины зазора приводит либо к «заеданию» вращающегося цилиндра, либо к просачиванию газа через зазор. Этим обуславливаются соответствующие меры ухода за молекулярным насосом.

§ 5. Ртутные диффузионные и конденсационные насосы. Хотя в момент изобретения молекулярного насоса Геде этот насос давал степень вакуума, удовлетворяющую всем поставленным в то время требованиям, механические трудности его изготовления и повышенные требования ухода за этим насосом побудили Геде искать нового решения задачи достижения высокого вакуума. С этой целью Геде проанализировал явление взаимной диффузии газов при очень низких давлениях, когда длина свободного пути больше диаметра той трубки, в которой происходит диффузия. Этот теоретический анализ, во-первых, привел Геде к установлению отмеченного нами на стр. 38 факта, что при этих условиях отпадает закон равенства суммы парциальных давлений во всех частях трубки. Отсюда Геде, вопреки существовавшему до того времени мнению, заключил, что, пользуясь каким-либо ртутным насосом и вымораживая пары ртути на пути между насосом и откачиваемым сосудом, можно получить в этом последнем давление газа меньше, чем давление паров ртути у входного отверстия насоса. Во-вторых, Геде пришел к мысли, что для непрерывной откачки газа из сосуда можно воспользоваться явлением независимой встречной диффузии какого-либо пара и откачиваемого газа через узкое отверстие или узкую трубку, если озаботиться удалением газа, диффундирующего через отверстие. Эти соображения Геде проверил на опыте и в 1914 г., накануне империалистической войны построил «диффузионный насос». В то же время американский физик Ленгмюр, занявшийся электронными явлениями в высоком вакууме, в поисках методов достижения высокого вакуума применил способ увлечения газа струей пара, лежащий в основе действия так называемых эжекторных насосов. Но только зная, что такое увлечение или засасывание газа струей жидкости или пара не может привести к высокому вакууму, Ленгмюр воспользовался не только механическим увлечением газа струей ртутного пара, но и хорошо изученным им явлением адсорбции газа на чистой металлической поверхности. Чтобы получить такую поверхность, Ленгмюр ввел в свой насос конденсацию ртутного пара в жидкость на стенках трубки. Отсюда предложенный им насос получил название «конденсационного насоса». Для того чтобы получить непрерывную циркуляцию ртутного пара, Геде в своем насосе тоже ввел конденсацию паров ртути при помощи охлаждения внешних стенок трубки. Таким образом оба насоса «диффузионный» и «конденсационный», из которых первый получил распространение в Германии, а второй — в странах Антанты, отделенных от Германии войной, оказались очень схожими между собой. Немецкие физики, ознакомившись после войны с насосом Ленгмюра, пытались даже доказать, что действие

этого насоса не содержит в себе ничего принципиально нового и что это тот же диффузионный насос. Однако различие между обеими системами то, что в диффузионном насосе имеет принципиальное значение наличие узкой щели, через которую происходит диффузия, тогда как в насосе Ленгмюра такой щели нет. С другой стороны, процесс конденсации ртутных паров, основной в насосе Ленгмюра, в диффузионном насосе Гедде играет лишь второстепенную роль.

В качестве трубок очень малого диаметра Гедде в своих первоначальных опытах воспользовался пористыми перегородками. Убедившись на опыте, что через такую перегородку диффузия двух газов происходит независимо друг от друга, Гедде построил насос, действующий при помощи струи водяного пара. Приводим чертеж этого насоса в виде иллюстрации схемы действия всякого диффузионного насоса (фиг. 20).

Пары воды из кипятильника входят в закрытую камеру *CD* через отверстие *b*. Часть паров идет в сопло *a* пароструйного насоса, непре-

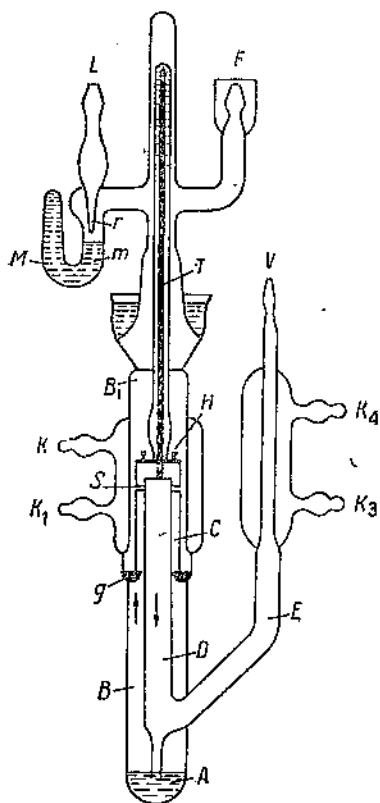


Фиг. 20.

рывно удаляет газ из пространства *g* перед пористой перегородкой *e* вместе с захваченным газом, падает в водоструйный насос *AB*, работающий от водопровода и создающий в пространстве *i* фор-вакуум. Избыток водяных паров выходит из камеры *CD* через отверстие *c*. В каналах пористой перегородки *e* происходит встречная независимая диффузия паров воды и газа. Пары воды замораживаются в холодильнике *f*, к которому подносится сосуд с охлаждаемой смесью. Через трубку *k* непрерывно поступает газ из откачиваемого сосуда взамен удаляющегося через перегородку *e* путем диффузии. Согласно описанию Гедде, ему удавалось получить при помощи такого насоса вакуум хорошей рентгеновской трубки — т. е. давление порядка $10^{-4} + 10^{-5}$ мм. Hg.

На основании этих опытов Гедде сконструировал «диффузионный ртутный насос Гедде»^{16, 17}, изображенный на фиг. 21. Пористая перегородка заменена узкой горизонтальной щелью *S* между двумя стальными цилиндрами. Фор-вакуум присоединен в *V*. Ртуть находится в баллоне *A* и подогревается снизу горелкой. Пары ртути поднимаются по *B*, диффундируют через щель *S*, конденсируются на поверхности трубки благодаря наружному водяному охлаждению и спускаются обратно по стенке этой трубки и через кольцевую чашечку *g*, в которой плотно стоит

стальной цилиндр O со щелью S . Ширина щели S до сборки насоса урегулирована винтом H . T представляет собой термометр. По нему устанавливается такая температура ртутного пара, при которой имеет место наиболее благоприятное соотношение между шириной щели и длиной свободного пути молекул ртути. Трубка, ведущая к откачиваемому сосуду, присоединяется в F . Через отверстие L отверстие F непосредственно соединено с фор-вакуумом, пока при достижении достаточного для



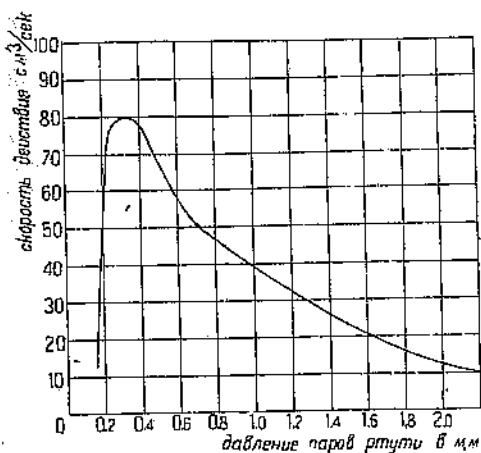
Фиг. 21.

этого разрежения ртуть в колене m укороченного ртутного манометра M не подымется настолько, что закроет узкое отверстие g . Порядок величины фор-вакуума, необходимого для работы диффузионного насоса Гедде, $0,1 - 0,3$ мм Hg. Эта величина зависит от ширины щели S по следующей причине. Для того чтобы газ из фор-вакуума через трубку E и щель S не проник в высокий вакуум, необходимо, чтобы пары ртути не пускали этот газ через щель S , а для этого нужно, чтобы давление ртутного пара было не ниже давления газа в фор-вакууме. В то же время необходимо, чтобы пары ртути не мешали диффузии газа через S со стороны высокого вакуума. Для этого нужно, чтобы при давлении, несколько большем давления в фор-вакууме, длина свободного пути молекул ртути была больше ширины щели. Если увеличить подогрев ртути в A , то увеличивается давление ртутного пара, ртутный пар начинает мешать движению молекул газа через щель S , и скорость действия насоса уменьшается. Если, наоборот, подогрев ртути уменьшать, то после достижения максимума скорость действия насоса круто падает до нуля, так как пары ртути

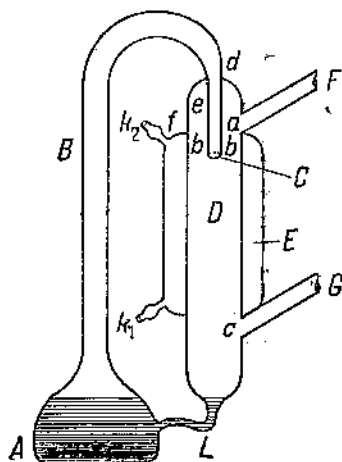
перестают служить преградой газу, устремляющемуся к щели S со стороны фор-вакуума. На фиг. 22 изображен этот ход изменения скорости действия диффузионного насоса в зависимости от давления ртутных паров при ширине щели $0,12$ мм. Максимум скорости действия насоса в $80 \text{ см}^3/\text{сек}$ получился при давлении ртутного пара в $0,27$ мм Hg, что соответствует температуре жидкой ртути 99° . Из этого примера видно, что скорость действия диффузионного насоса очень мала.

Весьма существенно следующее обстоятельство. Если давление газа по одну сторону узкой щели или трубки настолько мало, что им можно пренебречь, то масса газа, протекающего через щель или трубку, при низких давлениях пропорциональна давлению p по другую сторону

щели или трубки. При уменьшении p объем газа, устремляющегося в щель в течение 1 сек., будет оставаться постоянным, так как при этом условии масса протекающего газа как раз и будет пропорциональна



Фиг. 22.



Фиг. 23.

давлению. Так как скорость действия диффузионного насоса определяется не чем иным, как объемом проходящего через щель газа, то заключаем, что скорость действия диффузионного насоса не зависит от давления газа в откачиваемом сосуде. Отсюда следует, что действие диффузионного насоса не должно иметь никакого предела, связанного с работой самого насоса: достигнув сколь угодно малого давления в откачиваемом сосуде, мы всегда можем еще более понизить это давление, продолжая действие насоса. Предел достижимого разрежения будет определяться равновесием между количеством газа, удаляемого насосом, и количеством газа, выделяющимся со стенок и других частей откачиваемого предмета.

Иллюстрацией постоянства скорости диффузионного насоса может служить приводимая Геде на основании его измерений табл. 3.

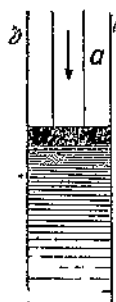
Фиг. 23 показывает устройство стеклянного конденсационного насоса Ленгмюра № 9, 10. В колбе A находится небольшое количество ртути, которая подогревается электрическим нагревателем или газовой

Таблица 3

Ширина щели 0,025 см, тем. ртутных паров 106° C		Ширина щели 0,004 см, тем. ртутных паров 110° C	
Давление в μ Hg	Скорость действия насоса в $\text{см}^3/\text{сек}$	Давление в μ Hg	Скорость действия насоса в $\text{см}^3/\text{сек}$
25	77	70	52
9	72	28	48
2,5	67	6	40
0,8	72	1,5	38
0,2	73	0,4	41
0,06	70	0,07	40

горелкой. Пары ртути идут по трубке B и выходят через отверстие C в сосуд D , охлаждаемый холодильником E . Трубки K_1 и K_2 служат для подводки и удаления воды холодильника. Газ из откачиваемого сосуда идет по трубке F в сосуд D . В G присоединен фор-вакуумный насос. Конденсировавшиеся ртутные капли стекают вниз и по трубке L попадают обратно в сосуд A . Верхняя часть колбы A и трубка B обложены асбестом для предохранения ртутного пара от конденсации до выхода из отверстия D . При выходе паров ртути из отверстия D , где они попадают в пространство с давлением, меньшим, чем они имели в трубке, молекулы ртути двигаются веерообразно во все стороны. Однако теоретический расчет и опыт показывают, что направление движения молекул струи не изменяется более, чем на 90° , так что молекулы горячего ртутного пара не попадают в пространство a и распределяются согласно схематической фиг. 24.

Таким образом в верхней части трубки D (фиг. 23) перед отверстием C находится всегда плотная завеса ртутного пара,двигающегося по направлению от C к фор-вакууму. Эта завеса, так же как и в диффузионном насосе, не дает газу проникать из фор-вакуума в высокий вакуум, но только вследствие направления струи ртутного пара навстречу движению газа из фор-вакуума при этом действует динамическое давление движущейся струи, большее, чем давление неподвижного пара при той же температуре. Молекулы откачиваемого газа непрерывно поступают в трубку через кольцевое отверстие b благодаря своему тепловому движению. В D эти молекулы попадают в струю увлекающего их по направлению к фор-вакууму пара. Попадающие на стенки трубки D молекулы газа адсорбируются здесь чистой поверхностью конденсирующихся на стенке капелек ртути. Около отверстия C



Фиг. 24.

поддерживается все время низкое давление фор-вакуумным насосом. Капельки ртути отдают здесь адсорбированный ими газ, потому что, стекая вдоль стенок трубки D , маленькие капельки соединяются в большие с гораздо меньшей общей поверхностью¹⁾. Так как ширина того отверстия, через которое в струю ртути попадают молекулы газа в насосе Ленгмюра, много больше, чем ширина щели диффузионного насоса Геделя, то и скорость действия насоса Ленгмюра много больше: при диаметре

¹⁾ Пусть радиус маленькой [шарообразной] капельки — r_1 , тогда радиус r_2 большой капли, в которую сольются n маленьких, определится из равенства:

$$n \frac{4}{3} \pi r_1^3 = \frac{4}{3} \pi r_2^3,$$

так что

$$r_2 = r_1 \sqrt[n]{n}.$$

Поверхности n маленьких капель и одной большой будут соответственно:

$$S_1 = n 4\pi r_1^2 \text{ и } S_2 = 4\pi r_2^2.$$

Отношение S_1 к S_2 будет:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{n r_1^2}{r_2^2} = \sqrt[n]{n}.$$

сопла C порядка 1 см и ширине кольцеобразной щели 0,5 см его скорость равна $2000 \div 3000 \text{ см}^3/\text{сек.}$

Чтобы судить о предельном разрежении, которого можно достичь при помощи его насоса, Ленгмюр делает подсчет, какова вероятность того, что молекула газа в своем тепловом движении проникнет от C из фор-вакуума в высокий вакуум в A , и находит, что через завесу струи ртутного пара в трубке D прорвется только одна из 10^{20} молекул. Таким образом относительно предела разрежения, даваемого конденсационным насосом Ленгмюра, приходится сказать то же самое, что уже сказано выше относительно диффузионного насоса Гее: вследствие независимости скорости откачки от давления и отсутствия утечки из фор-вакуума в высокий вакуум предел разрежения зависит от количества газа, выделяемого различными частями откачиваемого предмета и вакуум-аппаратуры. Высота достижимого вакуума не стоит ни в какой связи с давлением в фор-вакууме, если только соблюдено необходимое для действия насоса условие: динамическое давление струи ртутного пара не меньше, чем давление в фор-вакууме. Это динамическое давление тем больше, чем выше температура ртути в баллоне A и чем уже отверстия C и b ¹⁾. Поэтому, уменьшая эти отверстия и увеличивая подогрев ртути, можно заставить насос Ленгмюра работать при более плохом фор-вакууме. Если надо заставить конденсационный насос работать при очень плохом фор-вакууме, в трубке D делают соответствующее сужение. При этих условиях насос Ленгмюра работает при фор-вакууме в $2-3 \text{ мм}^2$. Скорость действия насоса, конечно, становится значительно меньше. При обычных, указанных в начале этой страницы, размерах трубок для работы насоса Ленгмюра требуется фор-вакуум с давлением не выше $0,1 \text{ мм}^2 \text{ Нг.}$ Слишком сильный нагрев ртути в баллоне A недопустим, так как такой нагрев влечет за собой бурное кипение и перебрасывание ртути в баллоне A , опасное для целостности стеклянных частей насоса. Когда давление в фор-вакууме лежит на границе допустимого, то работа насоса происходит с большим числом перебоев в секунду, вызываемых колебаниями температуры ртутного пара. В результате в откачиваемом сосуде устанавливается некоторое более или менее постоянное давление, соответствующее довольно плохому вакууму, и создается впечатление, будто достижимое разрежение зависит от давления в фор-вакууме.

Фиг. 23 представляет собой конденсационный насос так, как он был первоначально предложен Ленгмюром. В этом виде насос имеет два недостатка: 1) большая высота колонки заставляет усиленно защищать ее от потерь тепла наружу, 2) короткое расстояние от D до баллона A опасно в смысле попадания холодной ртути на горячие части насоса. Эти недостатки устраняются в конструкции насоса, изображенной на фиг. 25. На этой же фигуре изображен способ нагрева ртути в насосе

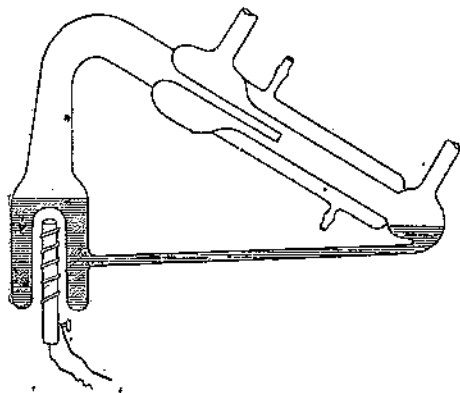
1) Описывая предлагаемый им насос, Ленгмюр приводит такие цифры: насос с диаметром D трубки, равным 22 мм, работал хорошо при мощности нагревающего ртуть-тока в 220 ватт и давлении в фор-вакууме в $35 \text{ мм}^2 \text{ Нг.}$ При повышении расходуемой мощности до 550 ватт насос также хорошо работал при давлении в фор-вакууме в $600 \text{ мм}^2 \text{ Нг.}$

2) Такое пользование конденсационным насосом бывает, например, нужно при устройстве постоянной циркуляции какого-либо газа.

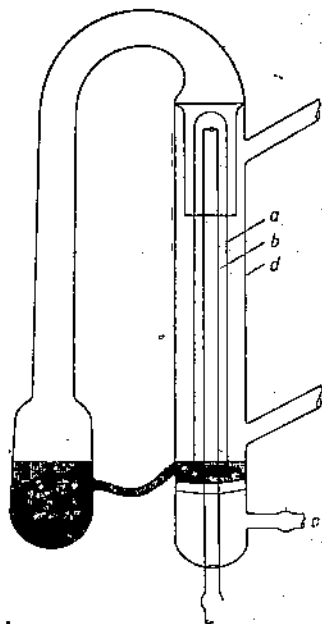
путем применения электрической печи, вставленной во вдавненное дно колбы насоса.

Для того чтобы упростить стеклодувную работу, при изготовлении насоса Лентгюра применяют также и конструкцию, изображенную на фиг. 26.

Здесь избегнут тройной впай трубок *def* фиг. 23. Принципиально недостаток этой конструкции заключается в том, что вода для охлаждения паров ртути подается не по наружной рубашке, как в оригинальном насосе Лентгюра, а по внутренней трубке *b*. Омывая изнутри трубку *a*, вода стекает обратно через трубку *c*. Наружные стенки насоса *d* остаются теплыми, и на них ртуть конденсируется лишь в незначительной степени. Однако опыт показывает, что при



Фиг. 25.



Фиг. 26.

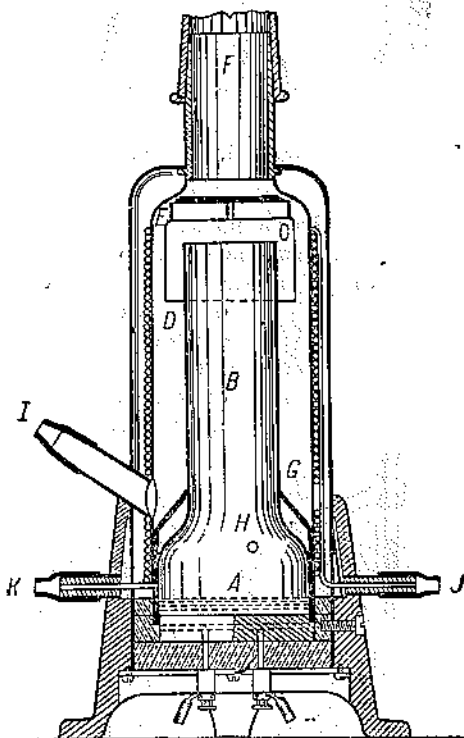
хорошем фор-вакууме такие насосы дают разрежение порядка 10^{-2} мм Hg («вакуум прилипания», см. § 3 манометр Мак-Леода в следующей главе), а потому при изменении насосов более совершенного типа применять их можно вполне.

В условиях заводского производства вакуумных изделий насосы из стекла являются нежелательными вследствие своей хрупкости. Металлическими их можно делать только из железа или стали, так как со всеми другими металлами ртуть сильно реагирует, образуя амальгаму. Части такого насоса можно только или сварить, что сильно затрудняет их изготовление, или соединить на флизах или свинтить, проложив резиновые или свинцовые прокладки. Но всякие соединения в вакуум-аппарате являются всегда слабым местом. В частности резиновые прокладки быстро высыхают и требуют частой замены. Поэтому железные конденсационные насосы доставляют много неприятностей при их применении. Приходится также считаться и с тем, что металлические стенки насоса при соприкосновении с атмосферой поглощают очень большие количества воздуха, который они потом во время откачки отдают очень

медленно. Кроме того, как показывает опыт применения железных конденсационных насосов в лаборатории проф. Богословского на электровакуумном заводе в Ленинграде¹⁾, ртуть в железных насосах очень быстро грязнится, из-за чего насос выходит из строя, тогда как в стеклянных насосах этого не происходит, так что время полезного действия такого насоса ограничивается исключительно случайными авариями.

Фиг. 27 показывает устройство металлического насоса, без шлифов и резины, как он был предложен Ленгмюром. На дне *A* сосуда *H* налита ртуть, которая нагревается электрическим нагревателем. Пары ртути поднимаются по трубке *B*, с диаметром 3—4 см, под колокол *C*, направляющий пары вниз. Эти пары проходят через отверстие *D* и увлекают молекулы газа, поступающие из откачиваемого сосуда через трубку *F* и *E*. Конденсировавшиеся капли ртути стекают вниз и возвращаются в *A* через малое отверстие. Выделяющийся газ откачивается через трубку *I* форвакуумным насосом. Вода в охлаждающей поступает через трубку *J* и удаляется через трубку *K*. Скорость действия насоса — до 4000 см³/сек — практически вполне достаточна, так как для полного использования больших скоростей нужно было бы применять очень короткие и широкие трубки для соединения с откачиваемым сосудом.

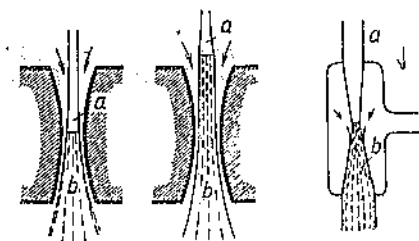
Так как в насосе Ленгмюра имеется струя ртутного пара, выходящего из отверстия *C* (фиг. 28), то может создаться впечатление, будто между действиями насоса Ленгмюра и действием обыкновенного пароструйного насоса нет никакого различия. Такое утверждение неверно. Дело в том, что действие пароструйного насоса основано на определенном внешнем очертании, которое принимает струя, вырываясь из отверстия, и на подгонке очертания окружающей ее трубки к этой форме струи. Для хорошего засасывающего действия такого насоса требуется, чтобы внешнее очертание струи шло параллельно стенкам трубки, оставляя всюду одинаковый узкий зазор для движения увлекаемого третьим слоем газа, как показано на фиг. 28, *a*. Чтобы увели-



Фиг. 27.

¹⁾ Доклад проф. Богословского на IV съезде русских физиков в Ленинграде в 1924 г.

чить скорость действия этого насоса, можно увеличить зазор между внутренней трубкой a и внешней b , подняв трубку a в положение, показанное на фиг. 28 b , после того как насос начал действовать. Сама форма струи зависит от формы трубки a . В насосе Лентюра

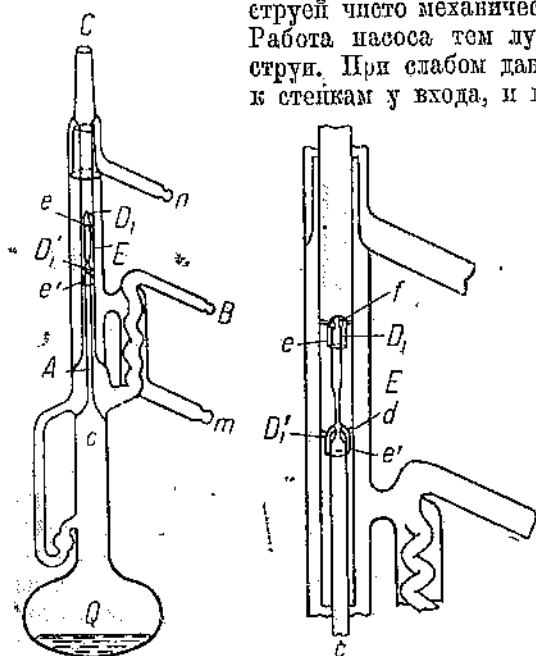
Фиг. 28 a .Фиг. 28 b .

Фиг. 29.

«сопло» C (фиг. 23) делается просто в виде цилиндрической трубки, и необходимое для эжекторного насоса указанное выше условие совершенно не соблюдено.

Приводим здесь еще чертеж обыкновенного водоструйного насоса, работающего от водопроводного крана и способного давать при комнатной температуре разрежение 15—20 мм Hg в соответствии с давлением насыщенного водяного пара

(фиг. 29). Струя воды, выходя из конического отверстия a , увлекает воздух, окружающий струю. Этот воздух, представляющий оболочку вокруг струи, входит в насадок b с расширенным отверстием, и если оболочка достаточно тонка, то воздух увлекается струей чисто механически, в виде газовых капелек. Работа насоса тем лучше, чем больше давление струи. При слабом давлении воды струя прилипает к стенкам у входа, и прибор перестает работать.



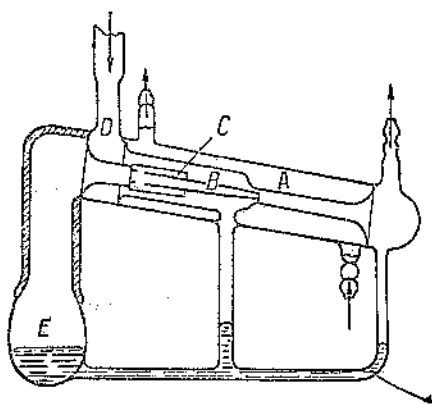
Фиг. 30.

§ 6. Многоступенчатые насосы.

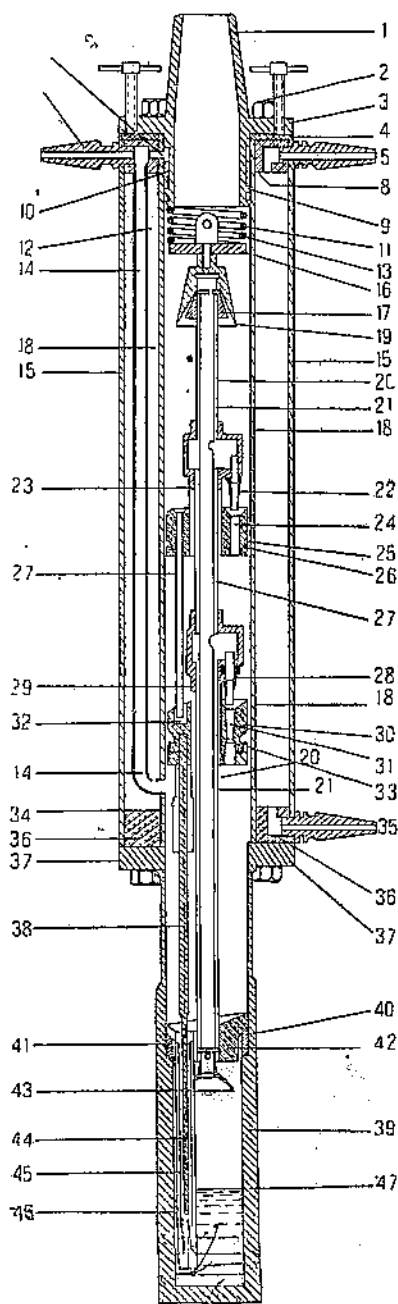
Убедившись в превосходстве конденсационных насосов над диффузионными, немецкие физико-техники оставили принцип диффузионного насоса и стали развивать насосы с ртутными парами в направлении использования их при сравнительно большом давлении в фор вакууме, соединяя в одном приборе несколько последовательно работающих один за другим насосов. В этом отношении заслуживают внимания насосные агрегаты Фольмера, наиболее совершенное техническое оформление которых представляют собой

кварцевые насосы Галф и Бюст [11, 12] (фиг. 30). Кварц применяется в этих случаях потому, что он гораздо более стоек при резких изменениях температуры, чем стекло. Ввиду сложности и дороговизны изготовления всей системы трубок применение дорогого кварца вместо

дешевого стекла с лихвой окупается большей долговечностью насоса. Во всех насосах многоступенчатого типа первое со стороны фор-вакуума насосное сопло делается с узким отверстием, последующие делаются шире. Так, на фиг. 30 кольцевой зазор D_1 первой ступени насоса, а также зазор e , через который вырывается ртуть,—узкие. Зазоры D_1' и e' во второй ступени насоса — широкие. Трубка B соединяется с фор-вакуумом, трубка C — с высоким вакуумом. Трубки m и n служат для подачи и стока охлаждающей насос воды. Ртуть поднимается к обонм соплам из колбочки Q по трубке s . Так как первое отверстие d узкое, то струя ртутного пара доходит до отверстия f на конце трубки C , сохраняя достаточно большое давление. Где также сконструирован многоступенчатый и притом металлический насос, который представлен на фиг. 32. Этот насос изготовляется фирмой Лейбольд (Кёльн) и называется «стальной насос Геде». Первое сопло этого насоса (28), сделанное в виде раструба, действует на принципе эжекторного насоса. Второе сопло (22) представляет собой конденсационный насос с малым отверстием, и наконец, третье (19) — конденсационный насос с широким соплом, устроенный наподобие сопла железного насоса Лентюра (фиг. 27), с подачей ртути че-



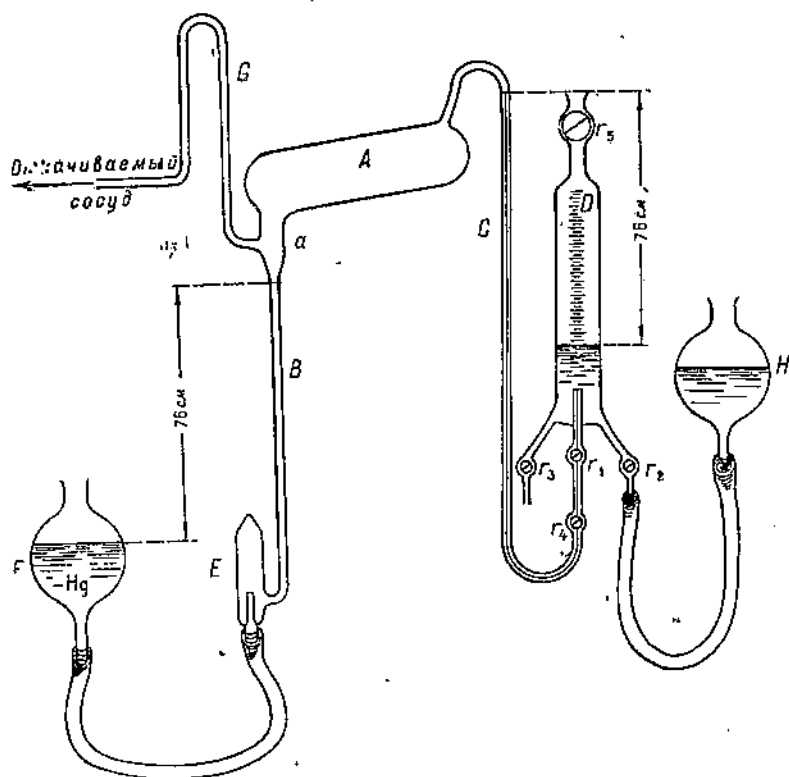
Фиг. 31.



Фиг. 32.

рез внутреннюю вертикальную трубку. Благодаря широкому диаметру последнего звена стальной насос Гёде обладает чрезвычайно большой скоростью действия $40\,000\text{ см}^3/\text{сек}$ при откачке воздуха ($100\,000\text{ см}^3/\text{сек}$ при откачке водорода)¹⁾.

Для рационального использования этой скорости действия требуется применение чрезвычайно широких трубок между насосом и откачиваемым сосудом. Для полноты приводим еще чертеж простого двухступенчатого насоса, предложенного Дюнуае (фиг. 31).

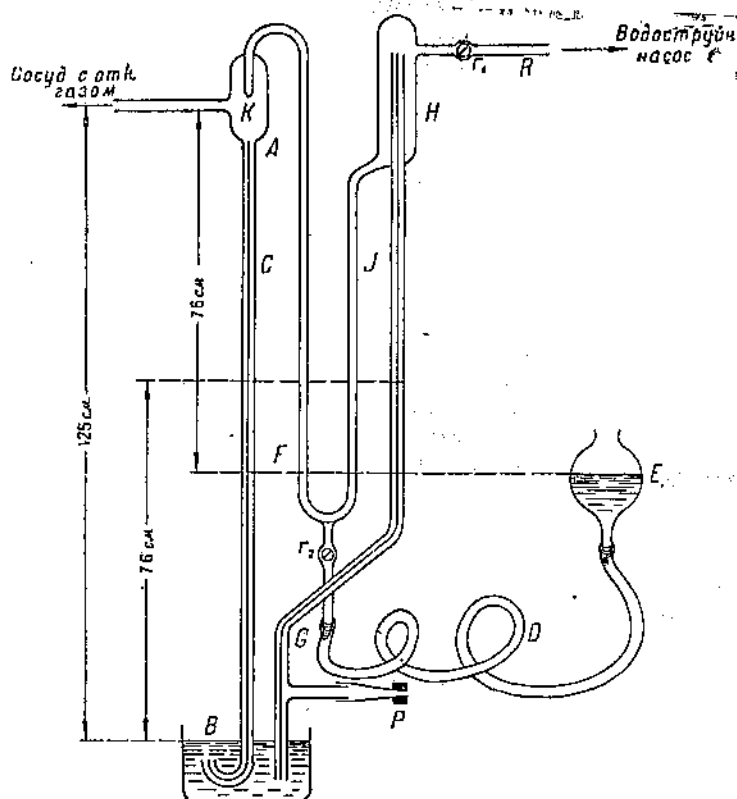


Фиг. 33.

§ 7. Ртутные насосы прежних типов. Насосы типа Ленгмюра в соединении с масляными ротационными насосами совершенно вытеснили из лабораторий и вакуумных производств все старые типы ртутных насосов. Поэтому в отношении этих насосов ограничимся лишь схемами насосов Гейслера и Шпренгеля (фиг. 33 и 34), как наиболее исторически интересных. Эти насосы позволяют, правда при большой затрате времени и терпения, получить высокий вакуум без применения

¹⁾ Более подробное описание и перечень обозначенных различными цифрами на фиг. 31 частей насоса можно найти в книге Гётца, указанной на стр. 11.

какого бы то ни было фор-вакуумного насоса. В насосе Гейслера (фиг. 33) для образования в сосуде *A* торичеллиевой пустоты, «засасывания» в нее газа и его последующего выталкивания через капиллярную трубку *C* приходится большое число раз подряд поднимать и опускать баллон со ртутью *Hg*. Предел достижимого вакуума определяется количеством воздуха, застревающего в трубке *C* в виде прилипшего к стенке пузырька.

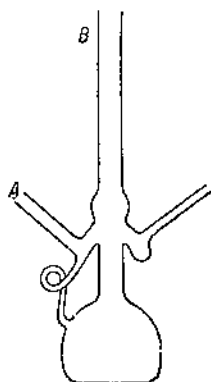


Фиг. 34.

В насосе Шпренгеля (фиг. 34) газ увлекается передвигающимися друг за другом в барометрической трубке *C* поступающими в нее сверху каплям ртути. Здесь также приходится постоянно переводить ртуть из нижнего сосуда в верхний. В представленной на фиг. 34 схеме поднятие ртути в верхний сосуд производится засасыванием ее при помощи струи воздуха, поступающего из малого отверстия *p* и удаляемого водоструйным насосом через трубку *R*¹⁾.

1) Более подробное описание насосов Гейслера и Шпренгеля, а также ротационного ртутного насоса Гало, теперь совершенно вышедшего из употребления, интересующиеся могут найти в книжке Дюуайе, Техника высокого вакуума.

§ 8. Конденсационные насосы с применением органических веществ вместо ртути. Недостаток насосов высокого вакуума, действующих при помощи паров ртути, заключается в том, что для получения вакуума порядка 10^{-5} мм и выше пары ртути в откачиваемом сосуде приходится вымораживать, пользуясь холодильной смесью: твердая углекислота с ацетоном (-79°C , давление паров ртути 10^{-7} мм Нг) или, пользуясь жидким воздухом (-184°C , давление паров ртути порядка 10^{-24} мм Нг; экстраполировано). Кроме того, ртуть представляет собой материал довольно дорогой, неудобный в обращении



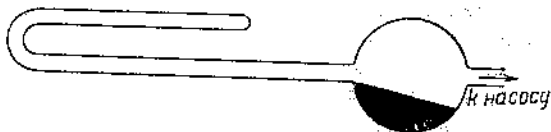
Фиг. 35.

вследствие большого удельного веса и вредно отзывающийся на здоровье обращающихся с ним лиц. Поэтому в последнее время появились попытки заменить ртуть другими жидкостями. Само собой понятно, что раз цель заключается в устранении необходимости в холодильной смеси, то воспользоваться для замены ртути можно только жидкостями, имеющими при комнатной температуре давление паров, соответствующее требуемой высоте вакуума. Такие жидкости нашлись среди органических веществ [13, 14]. Так, Барч воспользовался высококипящими производными нефти¹⁾ и получил разрежение порядка 10^{-4} бара. А Хайкман и Сэнфорд применили *n*-дибутиловый эфир фталевой кислоты и бутилбензольный эфир той же кислоты. Самая форма конденсационного насоса с одной из этих органических жидкостей вместо ртути много проще насоса Лентгюра (фиг. 35). Трубка *B* ведет к откачиваемому сосуду, *A* — к фор-вакуумному насосу. Так как пары упомянутых жидкостей конденсируются много легче, чем пары ртути, то в насосах этого типа отпадает также и водяное охлаждение. Хайкман и Сэнфорд рекомендуют охлаждение при помощи медной проволоки, навитой вокруг трубки с торчащими во все стороны наподобие сучьев дерева отрезками этой проволоки. Видимо, кроме указанных жидкостей, возможно применение и других. В этом направлении в настоящее время ведется ряд работ как за границей, так и в СССР.

¹⁾ Парафиновые углеводороды,

Теория и практика манометров.

§ 1. Ртутные манометры. Попыски методов, позволяющих более или менее точно определять давления ниже одной атмосферы, привели к применению принципа ртутного барометра в виде открытого или закрытого ртутного манометра. В открытом манометре одно колено сообщается с тем пространством, в котором измеряется давление, другое — с атмосферой. При одинаковом уровне ртути в обоих коленах измеряемое давление равно атмосферному. Если ртуть в колене, сообщающемся с атмосферой, стоит выше, чем в другом, разность уровней ртути надо прибавить к атмосферному давлению, если ниже — вычитать. Для точного определения давления по этому способу надо одновременно производить отсчет барометра, а также «приводить оба отсчета к нулю», т. е. вводить поправку на разность плотностей ртути при 0° и при температуре, при которой производится отсчет. Для этой поправки существуют готовые таблицы. Открытый ртутный манометр удобен в том случае, когда в течение одного и того же опыта или одной и той же производственной операции приходится иметь дело с давлениями как выше, так и ниже атмосферы до долей миллиметра включительно. Наполнение его ртутью не сопряжено ни с какими трудностями.



Фиг. 36.

В закрытом или укороченном ртутном манометре одно колено запаяно и при изготовлении манометра должно быть заполнено ртутью целиком. Другое колено соединяется с аппаратурой, в которой измеряется давление. При измерении над поверхностью ртути в закрытом колене — торричеллиева пустота, т. е. лишь давление ртутного пара, которым по его малости можно пренебречь. Измеряемое давление равно разности уровней ртути в обоих коленах манометра. Отсчет уровней ртути в открытом или закрытом манометре производится глазом по шкале, а если требуется большая точность, то при помощи катетометра.

Наполнение закрытого манометра ртутью лучше всего производить под вакуумом. Для этого припаивают, как показано на фиг. 36, открытое колено манометра к колбечке или широкой трубке с ртутью, другое отверстие колбы или трубки соединяют с насосом, производят откачку через чистую трубку из «вакуумной» резины, осторожно прогревают

ртуть с целью вытнать из последней воздух, и, не прекращая откачки, переливают ртуть в закрытое колено. Если операцию прогрева не произвести достаточно тщательно, то воздух и пары влаги могут проникнуть из ртути в закрытое колено и будут искажать показания манометра.

Другой очень надежный метод наполнения U-образного манометра состоит в том, что манометр припаивается к соединенной с насосом длинной трубке, оканчивающейся снизу резиновой трубкой с подвижным баллоном с ртутью. Манометр откачивается, прогревается при непрерывном действии насоса и затем наполняется ртутью путем поднятия баллона с ртутью. Для исключения влияния явления капиллярной депрессии ртути в стеклянной трубке необходимо, чтобы оба колена манометра имели один и тот же всюду одинаковый диаметр. Само собой разумеется, что трубки и ртуть должны быть чисты. Чтобы увеличить чувствительность прибора при низких давлениях, пользуются закрытым манометром с наклонной трубкой или устраивают специальные механические приспособления [1, 2], в которых изменение уровня ртути приводит поворачиванию зеркала, для обычного метода отсчета при помощи зеркала, шкалы и трубок. Но все эти приемы не дают возможности измерять сколько-нибудь точно давления ниже 0,001 мм Нг. Задача измерения низких давлений путем сравнения уровней ртути была решена Мак-Леодом (§ 3 этой главы).

§ 2. Механические сакуумметры. В производстве газополных ламп накаливании можно встретить применение механических манометров. В этих манометрах имеется запаянная металлическая трубка, свернутая в плоскую спираль и соединяющаяся с той аппаратурой, в которой измеряется давление. Форма спирали зависит от разности давлений во вне и внутри нее. Со спиралью соединена стрелка, ходящая по шкале. Цифры шкалы обычно показывают в см разность давлений снаружи и внутри трубки, так что нуль шкалы соответствует атмосферному давлению. Для сколько-нибудь точного измерения необходимо знать атмосферное давление в данное время (в особенности при измерении давлений в один или несколько десятков миллиметров). Вакуумметры на откачных столах и автоматах лампового производства необходимо проверять, сличая их показания с показаниями открытого ртутного манометра.

§ 3. Манометр Мак-Леода. Манометр Мак-Леода [3] основан на применении закона Бойля-Мариотта. Наиболее простая конструкция его показана на фиг. 37. Здесь *D* — барометрическая трубка, соединенная резиновой трубкой с баллоном для ртути *G*. Наверху в трубке *D* припаян баллон *B*, заканчивающийся капилляром *C*, и трубка *F* с капилляром *E*. Трубка *F* соединена с сосудом, вакуум которого нужно измерить. Общая длина трубок *D* и *F* около 900 мм¹⁾. До начала измерения баллон *G* опущен настолько, что при вакууме в аппаратуре ртуть в трубке *D* стоит ниже разветвления трубок *A*. Затем поднимают баллон *G*; ртуть в трубке *D* поднимается и, когда она доходит до уровня *A*, баллон *B* разобщается от трубок *F* и *E*.

1) Длина трубки *D* около 780 мм.

При дальнейшем поднятии ртути газ, заключенный в B и C и имевший до разобщения с остальной системой такое же давление, как и во всей аппаратуре, начинает сжиматься.

Баллон G поднимают до тех пор, пока ртуть, заполнив весь баллон B , не поднимется до некоторой высоты в капилляре C . Тогда, если давление в откачиваемом сосуде (а, следовательно, и в баллоне B до поднятия ртути до уровня A) равно p , в капилляре C (после сжатия воздуха) — p_1 , а атмосферное давление равно P , то на основании законов равновесия в сообщающихся сосудах очевидно, что разность уровней ртути h в закрытом колене C и открытом E должна быть:

$$h = (P - p) - (P - p_1) = p_1 - p,$$

откуда

$$p_1 = h + p. \quad (1)$$

Если обозначим весь объем капилляра C и баллона B до уровня A через v , а объем газа, сжатого в капилляре C , через v_1 , то при постоянстве температуры во время опыта имеем по закону Бойля-Мариотта:

$$pv = p_1 v_1$$

или

$$p = \frac{p_1 v_1}{v}. \quad (2)$$

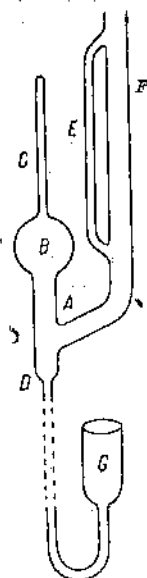
Доведя сжимаемый в капилляре газ до весьма малого объема и, следовательно, до весьма значительного давления по сравнению с тем давлением p , которое газ имел до сжатия, мы можем в равенстве (1) пренебречь величиной p по сравнению с h , откуда, вставляя $p_1 = h$ в (2), находим искомое давление:

$$p = h \frac{v_1}{v}. \quad (3)$$

Трубка C берется капиллярной, чтобы иметь возможность получить объем v_1 , а следовательно, и отношение $\frac{v_1}{v}$ как можно меньше, а высоту h при одном и том же давлении p как можно больше.

Во всякой трубке, заполненной несмачивающей ее стенки жидкостью, под действием сил сцепления молекул происходит, как известно, понижение уровня жидкости в узкой трубке по сравнению с уровнем ее в соединенном с этой трубкой широком сосуде. Эта «капиллярная депрессия» определяется формулой:

$$h_k = -\frac{2\sigma \cos \varphi}{g d K}, \quad (4)$$



Фиг. 37.

где α — поверхностное натяжение жидкости,

φ — краевой угол между касательной к поверхности жидкости и стенкой трубки,

g — ускорение силы тяжести,

d — плотность жидкости,

R — радиус трубки.

При определении разностей уровней ртути в закрытом и открытом колене манометра Мак-Леода с капиллярной депрессией необходимо считаться. Поэтому Мак-Леод и ввел капилляр E , присоединенный параллельно трубке F . Диаметр капилляра E должен быть равен диаметру капилляра C , тогда капиллярная депрессия в обоих капиллярах будет иметь одну и ту же величину и будет автоматически исключена при отсчете разности уровней h .

Измерения при помощи манометра Мак-Леода производятся следующими двумя различными способами:

1-й способ. Ртуть в закрытом колене поднимают до такой высоты, чтобы остающийся над ртутью от вершины капилляра объем равнялся определенной десятичной доле — 0,01, 0,001 и т. д. — общего объема сосуда и капилляра и отсчитывают разность уровней h в мм. Измеряемое давление равно:

$$p = \frac{h}{k}, \quad (5)$$

где

$$k = \frac{v}{v_1}.$$

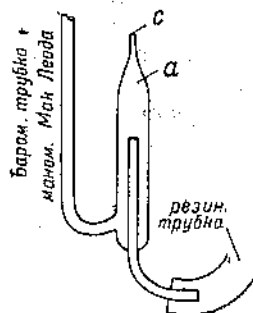
2-й способ. Ртуть в открытом капилляре устанавливают на одной высоте с концом закрытого капилляра. Если обозначим через s поперечное сечение этого капилляра в мм², а через h разницу уровней ртути, то объем сжатого газа v_1 будет равен sh мм³, давление его p_1 будет равно h мм Нг. Вставляя эти значения в равенство (2), находим:

$$p = \frac{p_1 v_1}{v} = \frac{s}{v} h^2 = c h^2. \quad (5')$$

Первоначальное измеряемое нами давление газа пропорционально при этом способе измерения квадрату разности h уровней ртути в закрытом и открытом коленах манометра. Величина $c = \frac{s}{v}$ называется «постоянной» манометра Мак-Леода и определяется раз навсегда путем измерения площади поперечного сечения s и объема v . Для быстрого измерения давлений составляется таблица для нахождения давления p в долях мм Нг по данному h . Когда приходится производить измерения в широких пределах давления — от низких до сравнительно высоких, то обыкновенно пользуются вторым способом измерений. Если речь идет не о точных измерениях абсолютной величины давления, а лишь об оценке степени вакуума, то, пользуясь всегда одним и тем же «Мак-Леодом», говорят иногда просто о давлении «во столько-то миллиметров по Мак-Леоду». Пользуясь для сокраще-

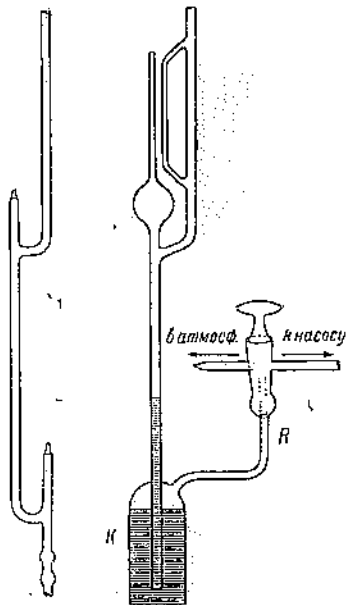
ния времени таким упрощенным обозначением, не надо забывать о необходимости указывать постоянную применяемого манометра, если дело идет не только о сравнительной оценке вакуума в данном частном случае, но и о величине достигаемого вакуума.

Так как всякая резина сама по себе, а в особенности в местах соединения ее со стеклом, может пропускать воздух, то в месте присоединения резины к трубке манометра устанавливается ловушка для воздуха, представленная на фиг. 38 или в другом варианте на фиг. 39. Попавший через резину в ртуть воздух скопится в верхней части ловушки в *a*, и его приходится выпускать, отломив верхний конец узенькой трубочки *c* (фиг. 38), подняв ртуть при атмосферном давлении в манометре до верха этой трубочки и вновь запаяв ее.



Фиг. 38.

Описанная выше конструкция манометра Мак-Леода на практике несколько неудобна как вследствие того, что трубки длинные и прибор занимает много места, так и потому, что неудобно производить при каждом измерении поднятие и опускание баллона. Другая конструкция, изображенная на фиг. 40 и называемая укороченным манометром Мак-Леода, устраняет эти недостатки. Баллон *K* припаян к манометру и снабжен трубкой *R*. При помощи этой трубки, имеющей трехходовой кран, баллон *K* можно соединять или с атмосферой, или с фор-вакуумом. Если сначала баллон *K* был соединен с вакуумом, то, сообщая баллон с атмосферой, мы заставим подниматься ртуть в манометре. Открывать сообщение с атмосферой нужно осторожно, так как иначе ртуть поднимается в капилляре с большим напором и может разрушить капилляр. Для остановки ртути в положении, нужном для измерения, закрывают кран в соответствующий момент. После измерения переводят кран в трубке *R* на сообщение с фор-вакуумом, ртуть в манометре опускается, и прибор готов для нового измерения.



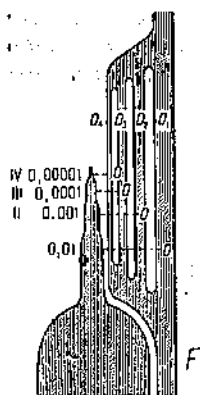
Фиг. 39.

Фиг. 40.

Очень удобно делать сообщение трехходового крана с атмосферой через трубку с оттянутым узким концом и останавливать ртуть при ее подъеме, закрывая это отверстие пальцем. Если в лаборатории или в цеху нет общего фор-вакуума, то вакуум, необходимый для управления укороченным манометром, лучше создавать при помощи особого,

например водоструйного, насоса, так как при пользовании тем же фор-вакуумным насосом, который обслуживает насос высокого вакуума, необходимо при соединении фор-вакуума с манометром закрывать сообщение между насосами фор-вакуумным и высокого вакуума, чтобы воздух из фор-вакуума не прорвался в откачиваемый сосуд. Особенно удобно применять укороченный манометр Мак-Леода, когда по всему помещению цеха или лаборатории сделана проводка от общего фор-вакуумного насоса, к которой присоединяются все масляные насосы для облегчения их действия и которой пользуются без дополнительного насоса, когда нужно давление порядка нескольких мм Hg.

Чем больше мы берем объем v и чем уже капилляр, тем меньшие давления мы можем измерять манометром Мак-Леода. Для величины h допустимый минимум равен 1 мм, так как при $h < 1$ мм разница уровней улавливается глазом слишком неточно. Однако беспрестанно увеличивать v и уменьшать s мы не можем. Уже при $v = 250 \text{ см}^3$ продолжительность измерения, включая опускание ртути для того, чтобы прибор был готов к новому измерению, порядка нескольких минут. Поэтому объем v берут обыкновенно не более 250 см^3 , и только в редких случаях в литературе встречается описание манометров с объемом $v > 500 \text{ см}^3$. С другой стороны, объем v , также не может быть уменьшаем до бесконечности: во-первых, уровень ртути нельзя подводить слишком близко к заплавленному концу капилляра, так как при этом делается очень неточным определение объема v ; во-вторых, уменьшать объем v при помощи употребления трубок меньшего диаметра можно только до известного предела, так как при диаметре, меньшем 0,5 мм, ртуть имеет тенденцию вследствие трения перемещаться скачками и, следовательно, трудно добиться совпадения уровня ртути с отметкой или делением шкалы. Обычно диаметр трубок берут не меньше 0,7 мм. То минимальное давление, которое может быть



Фиг. 41.

измерено достаточно точно при объеме v , равном 250 см^3 , и диаметре капилляра в 0,8 мм, равно:

$$p = 0,01 \mu = 10^{-5} \text{ мм.}$$

Если мы придадим камере сжатия один и тот же диаметр по всей длине, то манометр нельзя будет применять для давлений больше известного предела, так как по достижении этого предела длина h не будет уместиться в трубке E . Для того чтобы манометром можно было измерять одновременно как низкие, так и высокие давления, применяется составной капилляр, как показано на фиг. 41. При объеме $v = 250 \text{ см}^3$ можно дать трубкам, например, такие размеры:

Трубка	D_1	длина	50 см	диаметр	10 мм
»	D_2	»	20	»	4,5 »
»	D_3	»	20	»	1,5 »
»	D_4	»	20	»	0,6 »

При таких размерах отметки, показанные на фиг. 41, будут далеко отстоять от мест спайки, что позволяет производить точные измерения. Если трубка F (фиг. 41), сообщающаяся с разрежаемым пространством и имеющая диаметр, равный диаметру трубки D_1 , будет иметь длину 40 см, то манометр, давая возможность измерять давление вниз до $1 \cdot 10^{-5}$ мм, в то же время позволяет измерять давления вверх до 4 мм, т. е. до области, в которой дальше применимы обыкновенные ртутные манометры. Чтобы избежать поправок на капиллярную депрессию, устраняют ответвления трубки F с соответственными диаметрами. Желательно, чтобы пределы измерений отдельных частей составного капилляра заходили один за другой, так как при этом является возможность проверки измерений, произведенных с помощью той или иной части.

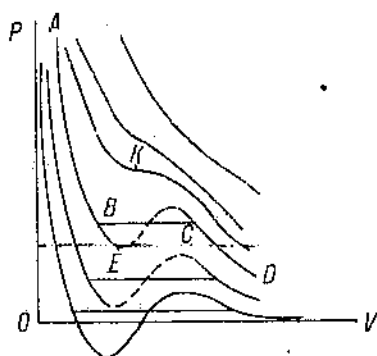
Поскольку манометр Мак-Леода основан на применении закона Бойля-Мариотта, показания его будут точны только в тех случаях, когда этот закон действительно имеет место. Поэтому манометр нельзя применять для газов, близких к состоянию сжатия, как, например, в том случае, когда в откачиваемом газе содержится углекислота и, в особенности, водяные пары. Если измеряемое давление менее 10^{-6} мм, что соответствует при $v = 250 \text{ см}^3$ и диаметре капилляра 1 мм высоте камеры сжатия менее 1 мм, то определение давления манометром Мак-Леода становится очень неточным. Но все же и при давлениях 10^{-6} и 10^{-7} мм Hg манометром Мак-Леода можно пользоваться для определения порядка имеющегося разрежения. Дело в том, что если давление достигает порядка величины 10^{-7} мм Hg при $v = 250 \text{ см}^3$ и ртуть поднимать до вершины капилляра C (фиг. 37), то остающийся пузырек газа принимает размеры, невидимые для глаза, а затем, несмотря на опускание ртути в E , в капилляре C ртуть не опускается и как бы прилипает к стеклу, так что уровень ртути в трубке E может стоять заметно ниже, чем в C . Это явление называется явлением «прилипания ртути» в манометре Мак-Леода.

Те давления, при которых имеет место явление прилипания, зависят от размера колбы манометра. Прилипание происходит, когда пузырек воздуха делается уже настолько мал, что не препятствует соприкосновению ртути с вершиной капилляра. С уменьшением давления остаточный пузырек газа уменьшается, что, как показывает опыт, влечет за собой увеличение разности уровней в трубках E и C в момент отрыва ртути от вершины капилляра C . Таким образом получается возможность качественно судить о порядке величины давления.

Тот вакуум в откачиваемом сосуде, при котором начинается явление прилипания, носит название *вакуума прилипания*. Порядок величины *вакуума прилипания* зависит от объема колбы манометра, диаметра капилляра и состояния поверхности стекла (предварительный прогрев).

Прилипание ртути к стеклу удовлетворительно объясняется, как показывает построенная проф. В. И. Романовым теория, силами взаимного притяжения молекул стекла и ртути. Спрашивается, почему же не разрывается самый столб ртути, почему силы притяжения между молекулами ртути способны удержать столбик весом в несколько грамм?

Чтобы ответить на этот вопрос, приходится обратиться к рассмотрению кривых, изображающих уравнение состояния жидкости ван-дер-Ваальса. Обычно наблюдаемые состояния жидкости соответствуют криволинейному отрезку AB (фиг. 42). Отрезок CD соответствует газообразному состоянию, а горизонтальный прямой отрезок BC — состоянию насыщенного пара. Криволинейный отрезок от B до E соответствует малоустойчивым, но все же возможным состояниям «перегретой» или в интересующем нас случае лучше сказать «перерастиннутой» жидкости (т. е. жидкости, имеющей при данной температуре больший объем и меньшее давление, чем соответствует одновременному существованию жидкости и насыщенного пара). Ход кривых ван-дер-Ваальса, из которых каждая соответствует определенной температуре, показывает, что давление «перегретой» жидкости может быть отрицательным (нижняя кривая фиг. 42). Величины констант ван-дер-Ваальса a и b для ртути таковы, что



Кривые Ван-дер-Ваальса
для различных температур

Фиг. 42.

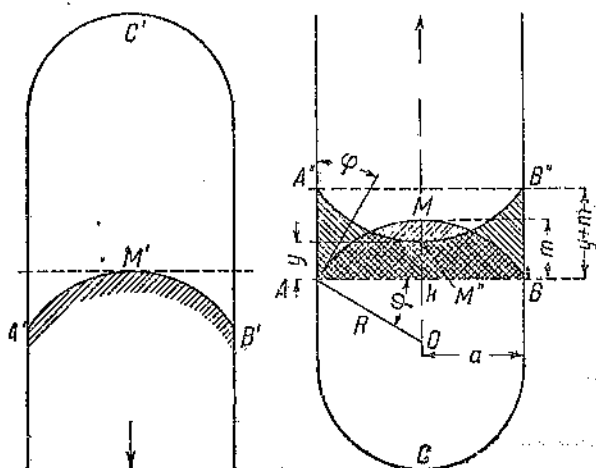
при отрицательном давлении демонстрируется путем осторожного поднятия очень длинной барометрической трубки со ртутью из другой более широкой трубки, заполненной ртутью. Если ртуть достаточно обезгажена кипячением и ртуть и стекло чисты, то столб ртути не отрывается от закрытого конца барометрической трубки, когда разница уровней в трубках становится равной атмосферному давлению, а получается такое же «явление прилипания», как в манометре Мак-Леода. Таким путем удастся получить разность уровней в трубках, соответствующую нескольким атмосферам.

Явление прилипания имеет большое практическое применение в тех случаях, где важна не абсолютная величина имеющегося давления, а возможность полностью использовать разрежение, даваемое насосом. Явление прилипания показывает нам, что эта возможность достигнута и никакой течи в вакуум-аппаратуре нет.

Недостатки манометра Мак-Леода следующие: 1) чем ниже давление, тем меньше точность производимых измерений; 2) манометр не учитывает давления ртутных паров, так как эти пары при сжатии кон-

денсифируются в жидкость; 3) манометр неверно измеряет давление легко сжимаемых паров; 4) измерения манометром Мак-Леода производятся довольно медленно.

Определение постоянной $\frac{s}{v}$ манометра Мак-Леода [формула (5')], необходимое для пользования этим манометром по 2-му способу отсчета, производится до припайки манометра к вакуум-установке. Манометр опрокидывают, наполняют ртутью до разветвления трубок и определяют объем v , выливая эту ртуть в мелзурку. Затем наливают в колбу манометра небольшое количество ртути, надевают на открытый конец нижней трубки манометра трубку из вакуумной резины, соединяют эту трубку с фор-вакуумным насосом и под вакуумом переливают ртуть в капилляр; измеряют длину столба, занимаемого в капилляре ртутью; отсоединяют резиновую трубку и затем взвешивают манометр вместе с ртутью.



Фиг. 48.

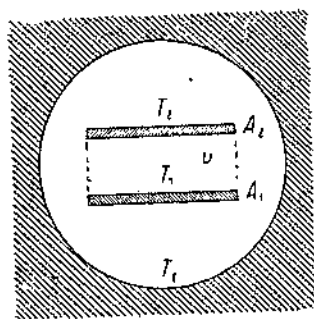
По разности веса пустого манометра и манометра со ртутью определяют вес и отсюда объем ртути в капилляре n , деля на длину столбика, площадь поперечного сечения капилляра.

Если желательно достигнуть большей точности измерений, и учесть возможную неравномерность поперечного сечения капилляра вдоль по его длине и форму закругления его верхнего конца, то, определив общий объем баллона и капилляра v , высчитывают, каким количествам ртути соответствуют объемы: $10^{-3}v$, $10^{-4}v$, $10^{-5}v$, $10^{-6}v$. Затем последовательно отвешивают эти количества ртути, загоняют каждый из них в отдельности под вакуумом в кончик капилляра и, держа манометр капилляром вниз, делают на капилляре горизонтальную отметку на высоте мениска ртути для производства измерений по первому из указанных на стр. 74 способов. Необходимо заметить, что при поднятии ртути во время измерений в капилляре, поставленном

закрытым концом кверху, объем сжатого газа в капилляре над ртутью не соответствует в точности объему ртути, заполнявшей капилляр до метки во время нанесения последней при перевернутом положении капилляра, вследствие кривизны мениска ртути, как видно из фиг. 43. Для того чтобы объем между ртутью и концом капилляра был один и тот же в обоих случаях, надо, чтобы мениск занимал в первом случае положение AMB , а во втором — $A''M''B''$. Несложный подсчет¹⁾ показывает, что расстояние y вершины мениска $A''M''B''$ от основания K мениска AMB будет порядка 0,06 высоты мениска. Поэтому при калибровке манометра метку наносят не против вершины мениска ртути при перевернутом положении капилляра, а против основания этого мениска.

Вследствие малости величины y и постоянного наличия других причин неточности измерений манометром Мак-Леода величину y не учитывают в качестве поправки при нанесении метки, тем более; что в чертеже фиг. 43 и основанном на этом чертеже подсчете величины y не принято во внимание то обстоятельство, что в одном и том же капилляре форма мениска ртути и его высота будут различны в зависимости от того, соприкасается ли ртуть с атмосферой или с вакуумом. Чтобы предусмотреть это последнее обстоятельство, рекомендуем наносить метку не разъединяя манометра с фор-вакуумным насосом после заполнения кончика капилляра ртутью.

§ 4. Абсолютный манометр Кнудсена; радиометрические манометры.



Фиг. 44.

на так называемом радиометрическом эффекте. Если в достаточно разреженный газ поместить легкую мельничку со слюдяными крылышками, причем одна из сторон этих крылышек зачернена, и осветить мельничку, то даже при слабом освещении мельнички она начнет вращаться в таком направлении, как если бы зачерненные стороны крылышек отталкивались лучом света. На самом деле сущность явления заключается в том, что зачерненные стороны крылышек нагреваются лучами больше, чем противоположные их стороны. Ударяющиеся о них молекулы уносят с собой в среднем большее количество движения, чем молекулы, ударяющиеся о незачерненные стороны, причем этот избыток не может компенсироваться столкновениями между молекулами, так как длина свободного пути достаточно велика. В результате давление газа на зачерненные поверхности оказывается больше, и крылышки приходят во вращение.

Теория радиометрического эффекта была дана Кнудсенom^{14, 15}. Пусть A_2 и A_1 (Фиг. 44) две параллельные пластинки, помещенные в газ, достаточно разреженный для того, чтобы длина свободного пути молекулы были велика по сравнению с расстоянием между пластинками.

¹⁾ Дюнуайе, Техника высокого вакуума, стр. 62.

Пусть T_2 и T_1 — абсолютные температуры обеих пластинок, причем T есть в то же время и температура стенок сосуда, содержащего газ, и самого газа вне пространства, заключенного между пластинками. При $T_2 > T_1$ радиометрические силы стараются раздвинуть пластинки.

Пусть в каждом кубическом сантиметре пространства, заключенного между пластинками, содержится n_1 молекул с общим направлением движения от A_1 к A_2 , т. е. таких молекул, которые предварительно ударились о пластинку A_1 , и n_2 молекул, ударившихся предварительно о пластинку A_2 , с направлением движения от A_1 к A_1 . Пусть для первых молекул средняя квадратичная скорость равна G_1 , а средняя арифметическая $\bar{c}_1 = \Omega_1$. Те же величины для второй группы молекул G_2 и Ω_2 . Из того положения, что плотность газа в установившемся состоянии не должна где бы то ни было изменяться с течением времени, следует, что число молекул, проходящих в 1 сек. через единичную плоскую поверхность, параллельную пластинкам, как в направлении пластинки A_1 , так и в обратном направлении, должно быть одинаковым. Так как по кинетической теории газов число молекул, попадающих в 1 сек. на 1 см^2 любой поверхности, проведенной в газе, равно $\frac{1}{4} n \Omega$, то, следовательно, должно быть:

$$\frac{1}{4} n_1 \Omega_1 = \frac{1}{4} n_2 \Omega_2$$

или

$$n_1 \Omega_1 = n_2 \Omega_2. \quad (6)$$

Далее, через поверхность, ограничивающую заключенный между пластинками объем с боков, по тем же самым соображениям также не должно быть никакого движения газа. Для того чтобы выразить это математически, будем рассматривать находящиеся между пластинками A_1 и A_2 молекулы как два различных газа, имеющих температуры T_2 и T_1 и средние арифметические скорости движения молекул Ω_1 и Ω_2 . Добавим к имеющимся числам молекул n_1 и n_2 такое же число молекул, имеющих такие же скорости по величине, но обратные направления. Так как столкновениями молекул газа между собой мы можем пренебречь вследствие большой величины свободного пути, то такое добавление несколько не изменит условий движения молекул между пластинками. В результате нашего допущения мы будем иметь, что в единице объема содержится $2n_1$ молекул одного газа, имеющих среднюю скорость Ω_1 , и $2n_2$ молекул второго газа, имеющих среднюю скорость Ω_2 . Так как теперь молекулы каждого газа двигаются во всех направлениях, то к ним применим вывод Кнудсена для числа молекул, попадающих в 1 сек. на 1 см^2 любой поверхности, проведенной в газе, и следовательно, мы можем написать, что на 1 см^2 указанной поверхности, ограничивающей объем v с боков, попадает изнутри объема v $\frac{1}{4} 2n_1 \Omega_1$ молекул первого газа и $\frac{1}{4} 2n_2 \Omega_2$ молекул второго газа, или всего

$$\frac{1}{4} (2n_1 \Omega_1 + 2n_2 \Omega_2) \text{ молекул.}$$

Так как мы увеличили в два раза число молекул каждого газа, то, следовательно, фактически на 1 см^2 поверхности падает

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} (2n_1\Omega_1 + 2n_2\Omega_2) \text{ молекул.}$$

С другой стороны, на эту же поверхность попадают молекулы газа находящегося вне пространства, заключенного между пластинками A_1 и A_2 . Пусть число молекул газа в единице объема вне этого пространства равно n , а средняя квадратичная и средняя арифметическая скорости этих молекул соответственно равны G и Ω . Тогда с этой стороны на поверхность попадают $\frac{1}{4}n\Omega$ молекул, и по указанному условию мы должны иметь, что

$$\frac{1}{4}n\Omega = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} (2n_1\Omega_1 + 2n_2\Omega_2),$$

или

$$n\Omega = n_1\Omega_1 + n_2\Omega_2. \quad (7)$$

Из равенств (6) и (7) следует:

$$2n_1\Omega_1 = 2n_2\Omega_2 = n\Omega$$

или

$$n_1\Omega_1 = n_2\Omega_2 = \frac{1}{2}n\Omega. \quad (8)$$

Найдем давление газа p и p' вне пространства, заключенного между пластинками, и внутри этого пространства. По основной формуле кинетической теории

$$p = \frac{1}{3}m \cdot nG^2. \quad (9)$$

Что касается величины p' , то ее найдем из соображений, аналогичных приведенным при выводе формулы (7), — именно считаем, что имеется два газа с числом молекул в единице объема $2n_1$ и $2n_2$, движущихся во всевозможных направлениях. В таком случае давление p'' мы получим как сумму парциальных давлений, т. е.

$$p'' = m \frac{1}{3} (2n_1G_1^2 + 2n_2G_2^2). \quad (10)$$

Так как число молекул взято нами в два раза больше фактического их числа, то, следовательно, действительное давление в пространстве между пластинками равно:

$$p' = \frac{1}{2}p'' = \frac{1}{3}m(n_1G_1^2 + n_2G_2^2). \quad (11)$$

Из формул (9) и (10) следует, что превышение давления p' над p , или другими словами, сила, стремящаяся раздвинуть пластинки A_1 и A_2 , равна на 1 см²:

$$F = p' - p = p \left(\frac{p'}{p} - 1 \right) = p \left(\frac{n_1 G_1^2 + n_2 G_2^2}{n G^2} - 1 \right).$$

Так как по нашему условию температура пластинок A_1 и газа вне пространства, заключенного между пластинками, одинакова, то, следовательно:

$$G_1 = G \text{ и } \Omega_1 = \Omega.$$

Отсюда имеем:

$$F = p \left(\frac{n_1 G_1^2 + n_2 G_2^2}{n G_1^2} - 1 \right). \quad (12)$$

Между G и Ω существует соотношение (см. стр. 24):

$$\Omega = G \sqrt{\frac{8}{3\pi}},$$

и отсюда

$$\frac{G_1}{\Omega_1} = \frac{G_2}{\Omega_2} = \frac{G}{\Omega}. \quad (13)$$

Как показал Кнудсен, это соотношение, бесспорное для случая, когда весь газ в общем находится при одной температуре, применимо и для данного случая существования в газе двух различных температур, при том, однако, ограничении, чтобы разность этих температур была невелика. Вынесем за скобки в равенстве (12) в числителе $n_1 \Omega_1$, или, что то же, согласно равенству (6), $n_2 \Omega_2$, а в знаменателе $n \Omega_1$. Тогда

$$F = p \left[\frac{n_1 \Omega_1 \left(\frac{G_1^2}{\Omega_1^2} + \frac{G_2^2}{\Omega_2^2} \right)}{n \Omega_1 \frac{G_1^2}{\Omega_1^2}} - 1 \right].$$

Из равенства (8) следует, что $\frac{n_1 \Omega_1}{n \Omega_1} = \frac{1}{2}$, и, следовательно,

$$F = \frac{p}{2} \left[\frac{G_1 \frac{G_1}{\Omega_1} + G_2 \frac{G_2}{\Omega_2}}{G_1 \frac{G_1}{\Omega_1}} - 2 \right].$$

Отсюда согласно равенству (13):

$$F = \frac{p}{2} \left[\frac{G_1 + G_2}{G_1} - 2 \right],$$

или

$$F = \frac{p}{2} \left(\frac{G_2 - G_1}{G_1} \right) = \frac{p}{2} \left(\frac{G_2}{G_1} - 1 \right). \quad (14)$$

Применяя соотношение

$$\frac{G_2}{G_1} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

и подставляя это выражение в равенство (14), находим, что отталкивательная сила, действующая на 1 см² каждой пластинки, равна:

$$F = \frac{p}{2} \left(\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1 \right). \quad (15)$$

Отсюда:

$$p = \frac{2F}{\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1}. \quad (16)$$

В случае, если T_2 мало отличается от T_1 , так что отношение $\frac{T_2}{T_1}$ близко к единице, формулу (16) можно упростить. Именно, полагая

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \alpha, \quad \text{где } 0 < \alpha < 1,$$

имеем:

$$\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} = \sqrt{1 + \alpha} = (1 + \alpha)^{\frac{1}{2}}.$$

Разлагая этот двучлен по биному Ньютона или в ряд Тейлора

$$(1 + \alpha)^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{\alpha}{2} + \dots \quad (17)$$

и пренебрегая членами высших порядков, начиная со второго, получаем:

$$\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} = 1 + \frac{\alpha}{2}.$$

Так как в данном случае

$$\alpha = \frac{T_2}{T_1} - 1 = \frac{T_2 - T_1}{T_1},$$

то

$$\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} = 1 + \frac{T_2 - T_1}{2T_1} = \frac{T_2 + T_1}{2T_1},$$

и, следовательно,

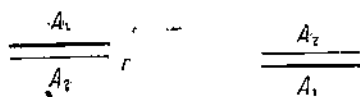
$$p = \frac{2F}{\frac{T_2 + T_1}{2T_1} - 1} = 4F \frac{T_1}{T_2 - T_1}. \quad (18)$$

Таким образом, зная температуры T_2 и T_1 и измерив тем или иным способом силу F , мы можем определить по формуле (16) или (18) давление газа p . Это определение будет тем точнее, чем больше длина свободного пути молекул по сравнению с расстоянием между пластинками и чем меньше разность температур ($T_2 - T_1$). Кроме того, надо иметь в виду, что в вышеприведенном выводе скорости всех молекул, попадающих на пластинку, соответствовали температуре пластинки. Между тем на пластинки A_1 и A_2 попадают также молекулы, идущие из внешнего пространства, что создает краевой эффект. Кроме того, между A_1 и A_2 молекулы сталкиваются между собой. Кнудсен показал, что этим можно пренебречь, если длина свободного пути молекул газа более чем в 200 раз превышает расстояние между пластинками. Температура холодной пластинки будет повышаться вследствие нагревания ее лучеиспусканием горячей пластинки; поэтому чем больше будет разность $T_2 - T_1$, тем больше T_1 будет отличаться от температуры газа и тем меньше будет точность формул (16) и (18). Но чем меньше разность температур, тем выше то предельное минимальное давление, которое может быть измерено манометром без того, чтобы величина силы F стала слишком малой, а следовательно, и трудно измеряемой. Это обстоятельство ограничивает применение манометра для измерения очень низких давлений. В формулу (16) не входят никакие величины, характеризующие данный газ, и следовательно, манометр, основанный на этом принципе, не требует сравнения с другим манометром, т. е. градуировки. Поэтому описываемый манометр назван Кнудсенем *абсолютным*. Практически радиометрический манометр может быть осуществлен различно. Так, если более холодная пластинка A_1 подвешена на крутильной нити, причем эта пластинка состоит из двух частей, симметрично расположенных по отношению к нити и находящихся против двух более теплых пластинок A_2 , как показано на фиг. 45, то отталкивательная сила может быть вычислена по углу закручивания нити следующим образом. Момент кручения M пропорционален углу кручения φ : $M = c\varphi$. С другой стороны, обозначив высоту пластинок через l , находим, что сила, приходящаяся на элемент поверхности пластинки высотой l и шириною dx , равна $F l dx$. Момент этой силы относительно оси кручения равен $x F l dx$. Пронтегрировав это выражение в пределах от $x = r_1$ до $x = r_2$ и умножив его на 2, так как мы имеем здесь две пластинки, получим величину крутящего момента:

$$M = 2 \int_{r_1}^{r_2} x F l dx = 2 F l \frac{1}{2} (r_2^2 - r_1^2) = F l (r_2^2 - r_1^2). \quad (19)$$

Обозначим площадь каждой пластинки через S , а среднее расстояние от пластинки до оси кручения через r . Тогда

$$S = (r_2 - r_1) l \quad \text{и} \quad r = \frac{r_1 + r_2}{2}.$$



Фиг. 45.

Заменяя в формуле (19) величину $(r_2^2 - r_1^2)$ через $(r_2 + r_1)(r_2 - r_1)$ и подставив вместо $l(r_2 - r_1)$ величину S , а вместо $r_2 + r_1$ величину $2r$, получим окончательно:

$$M = 2FSr. \quad (20)$$

Приравняв оба выражения крутящего момента, получим:

$$\varphi c = 2FSr. \quad (21)$$

Постоянная кручения c находится, как обычно, по моменту инерции I подвешенной системы и периоду ее колебаний τ по формуле ¹⁾:

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{I}{c}},$$

откуда

$$c = \frac{4\pi^2 I}{\tau^2}.$$

Подставив это выражение в равенство (21), имеем:

$$I^2 = \frac{\varphi^2}{2Sr} = \frac{4\pi^2 \varphi I}{2Sr^2} = \frac{2\pi^2 I}{Sr^2} \varphi;$$

подстановка этого выражения в равенство (16) или (18) дает:

$$p = \frac{4\pi^2 I}{Sr^2} \varphi \frac{1}{\sqrt{\frac{T_2}{T_1} - 1}} \quad (22)$$

или

$$p = \frac{8\pi^2 I}{Sr^2} \varphi \frac{T_1}{T_2 - T_1}. \quad (23)$$

Определив для данной системы период колебания и геометрические размеры, мы можем вычислить для нее момент инерции I . Определение давления сводится к измерению температур и угла закручивания φ обычным путем зеркального отсчета при помощи зеркальца, укрепленного на закручивающейся нити, трубы и шкалы. Так как температура холодной пластинки A_1 равна температуре газа и сосуда, в котором заключен газ, то о ней можно судить по термометру, измеряющему температуру сосуда; температуру же горячей пластинки можно определить по ее сопротивлению электрическому току, который пропускается через пластинку для ее нагревания. В виде пары пластинок, подвешенных на закручиваемой нити, радиометрический манометр был построен Кнудсеном и при соблюдении всех необходимых предосторожностей был использован им как абсолютный. Однако в этом виде, при точном учете температур и соблюдении условия, что I в 200 раз больше

¹⁾ См., например, учебник Эйхенвальда, Электричество, стр. 342, изд. 1928 г.

расстояния между пластинками, радиометрический манометр является очень громоздким, а требование небольшой разности температур T_2 и T_1 делает его мало чувствительным. При увеличении этой разности температур приходится считаться с тем обстоятельством, что ударяющиеся в стенку молекулы не в точности приобретают среднюю температуру, равную температуре стенки. Учет этого обстоятельства требует введения в формулы «коэффициента аккомодации» α [6]. Коэффициент аккомодации различен для различных газов, а потому при всякой заметной разности температур T_2 и T_1 радиометрический манометр перестает быть абсолютным. Вспомним еще, что формула (16) не учитывает краевых эффектов. Порядок величины этих краевых эффектов таков, что, как показывает опыт, при расстоянии между пластинками порядка их линейных размеров радиометрическая сила не только перестает быть пропорциональной давлению, но даже перестает увеличиваться с увеличением давления, и начинает падать. Между тем иметь вместо манометра Мак-Леода другой абсолютный и притом практически удобный манометр, применение которого не обусловлено налагаемыми на манометр Мак-Леода ограничениями в отношении выбора газов, очень существенно. Достигнуть этого можно, развивая, дальше теорию радиометрического эффекта с учетом краевых эффектов и изучая коэффициент аккомодации. В отношении первого из этих двух вопросов мы имеем в настоящее время работы Мартина [7] (1930 г.) и Спивака [8] (1932 г.), причем Мартином произведены также и экспериментальные измерения зависимости радиометрической силы от расстояния между пластинами. Теоретические выкладки Мартина приводят его к формуле:

$$P = p \frac{b^4}{\pi^2 d^2} \frac{T_2 - T_1}{T_1}, \quad (24)$$

где d — расстояние между пластинками, а b — линейный размер пластинок (они предполагаются квадратными). Формула (24) выведена для больших отношений $\frac{d}{b}$. Спивак, учитывая, что давление на холодную пластинку складывается из трех частей:

1) ударов молекул, приходящих со стороны более теплой пластинки,

2) ударов молекул, приходящих из внешнего пространства, и

3) реакции молекул, отражающихся от холодной пластинки, приводит к формуле:

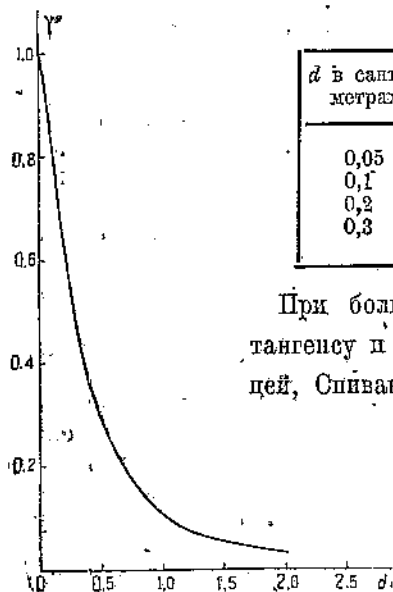
$$P = \frac{p}{2} \gamma \left(\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1 \right), \quad (25)$$

$$\gamma = \frac{1}{\pi} \left[\frac{2 \left(1 + \frac{d^2}{b^2} \right) b^2 - d^2}{b^2 \sqrt{1 + \frac{d^2}{b^2}}} - \frac{d}{b} \right] \operatorname{arctg} \frac{b}{d}. \quad (26)$$

Для $\delta = 0,5$ см Спивак дает таблицу (табл. 1), выражающую γ через d , и соответствующую ей кривую фиг. 46.

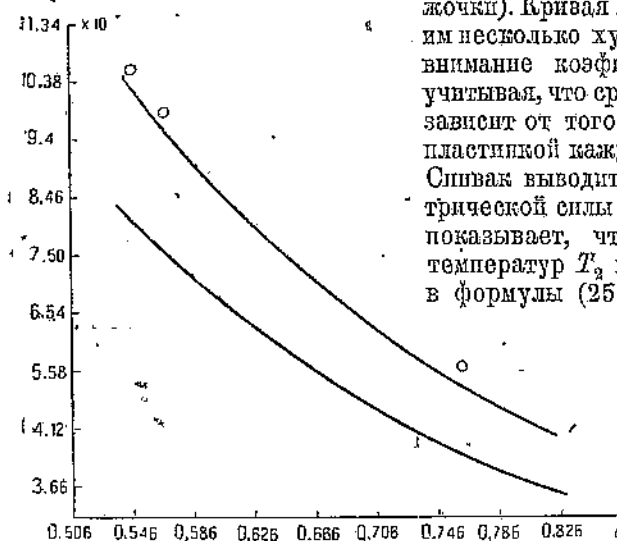
Таблица 1

d в сантиметрах	γ	d в сантиметрах	γ
0,05	0,889	0,5	0,280
0,1	0,787	1,0	0,101
0,2	0,624	2,0	0,029
0,3	0,467	5,0	0,005



Фиг. 46.

сравнение формул Мартина и Спивака с данными опыта Мартина. Кривая Спивака (верхняя) близко совпадает с данными опыта (кружочки). Кривая Мартина соответствует им несколько хуже. Далее, принимая во внимание коэффициент аккомодации и учитывая, что средняя скорость молекул зависит от того, сколько раз п с какой пластинкой каждая из них столкнулась, Спивак выводит формулы для радиометрической силы в этом общем случае и показывает, что при малой разности температур T_2 и T_1 они превращаются в формулы (25) и (26).



Фиг. 47.

выражение, которое после обычного

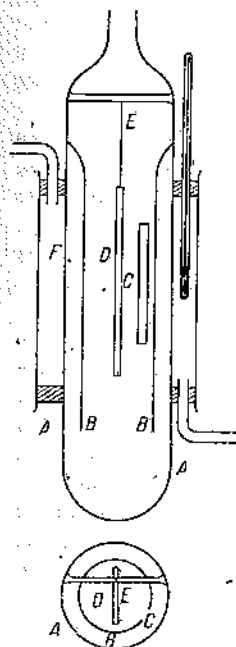
разложения $\sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$ в ряд, отличается

от выражения (24) Мартина лишь числовым множителем. Фиг. 47 дает сравнение формул Мартина и Спивака с данными опыта Мартина. Кривая Спивака (верхняя) близко совпадает с данными опыта (кружочки). Кривая Мартина соответствует им несколько хуже. Далее, принимая во внимание коэффициент аккомодации и учитывая, что средняя скорость молекул зависит от того, сколько раз п с какой пластинкой каждая из них столкнулась, Спивак выводит формулы для радиометрической силы в этом общем случае и показывает, что при малой разности температур T_2 и T_1 они превращаются в формулы (25) и (26).

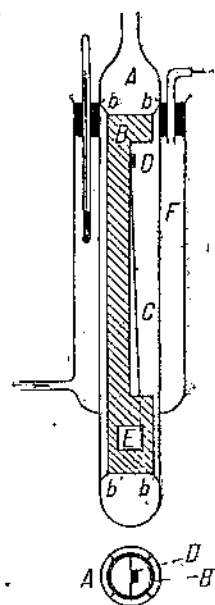
Таким образом эта работа дает возможность строить и пользоваться абсолютными радиометрическими манометрами практически приемлемых размеров.

Если в качестве абсолютного радиометрического манометра был до сих пор использован лишь одним Кнудсенон,

то в качестве манометра, градуируемого сравнением с другими, им пользовались нередко. Предложено большое количество конструкций таких радиометрических манометров. Мы не будем здесь подробно описывать все. При надобности читатель найдет это описание в книге Дюнуае «Техника высокого вакуума». Приведем лишь схематические чертежи двух типов (фиг. 48 и 49), из которых видна общая идея устройства таких манометров. На фиг. 48 *D* представляет собой легкую плоскую пластинку, служащую одной из пластинок радиометрического манометра. Другую пластинку заменяет стекло трубки *A*, подогреваемой или охлаждаемой водой, протекающей через рубашку *F*. Внутренняя трубка *B* служит для того, чтобы заштитить пластинку *D* от ударов молекул, приходящих от стенки *A*, за исключением той части этой стенки, которая находится против прямоугольного выреза *C* в трубке *B*. Пластина *D* подвешена на нити *E* так, что отверстие *O* находится не против ее середины, а ближе к одному из краев. Вследствие этого пластинка *D* под действием радиометрического эффекта начинает поворачиваться, и нить *E* закручивается. На фиг. 49 изображен манометр с золотым листочком *C*. При пропускании через рубашку *F* теплой воды листочек вследствие своей малой массы быстро нагревается, тогда как латунное тело *B* не успевает нагреться. Радиометрические силы возникают между *B* и *C*. Отклонение листочка наблюдается в микроскоп через окошечко *E* в теле *B*. Для того чтобы избежать общего нагревания всех внутренних частей прибора, рекомендуется



Фиг. 48.



Фиг. 49.

при всех измерениях пропускать на короткое время через внешнюю рубашку прибора попеременно воду на несколько градусов выше, а затем на столько же градусов ниже комнатной температуры.

Один из очень простых типов радиометрического манометра представляет собой легкая подвешенная на кварцевой нити пластинка, освещаемая определенным световым потоком. В этом случае разыгрываются такие же явления, как в случае кружковой мельнички.

Так как пластинки радиометрических манометров можно делать из слюды и подвешивать их на кварцевых нитях, то радиометрические манометры можно применять и для химически активных газов, для которых неприменимы другие виды манометров, содержащие ртуть или металлические нити.

Что касается минимальных давлений, которые могут быть измерены при помощи радиометрического манометра, то абсолютный манометр Кнудсена давал возможность измерять давления порядка $2 \cdot 10^{-6}$ мм Нг. Пользуясь очень легкими слюдяными рамочками и тонкими кварцевыми нитями, строят радиометрические манометры, дающие возможность измерять давления до 10^{-7} — 10^{-8} мм Нг.

§ 5. Манометры, основанные на теплопроводности газа.

При кратком изложении основ кинетической теории газов в главе II было указано, что теплопроводность газов, а также коэффициент внутреннего трения остаются неизменными при изменении давления газа только до известного предела, именно до тех пор, пока давление не достигнет такой величины, что длина свободного пути молекул газа становится соизмеримой с размерами сосуда. В этом случае уменьшение числа молекул более не компенсируется уменьшением столкновений между молекулами и вызывает уменьшение коэффициента теплопроводности газа.

Возьмем сосуд, в котором помещена нагреваемая электрическим током металлическая нить. Если давление газа, окружающего нить, достаточно низко, то уменьшение его влечет за собой уменьшение количества тепла, отдаваемого нитью, что, в свою очередь, вызывает увеличение температуры нити; если приток тепла к ней остается неизменным. Увеличение температуры имеет место до тех пор, пока потеря тепла через лучеиспускание, возрастающая пропорционально четвертой степени температуры, не увеличится настолько, что вновь наступит равновесие между получаемым и отдаваемым теплом. Об изменении температуры нити, а следовательно, и об изменении давления газа судят по изменению сопротивления нити. В этом и заключается принцип действия манометра, основанного на теплопроводности газа.

Передача тепла от нити через газ зависит от того, в какой степени молекулы газа в среднем принимают температуру нити при ударе об нее, т. е. зависит от упомянутого в § 4 «коэффициента аккомодации», различного для различных газов. Поэтому манометр, основанный на теплопроводности, не может быть абсолютным. Его показания зависят от природы газа. Подсчитать теоретически давление в каком-либо определенном газе при помощи его коэффициента аккомодации на основании показаний такого манометра, — задача, до сих пор тоже еще неразрешенная, так как условия теплообмена нити и стенки колбы через газ еще недостаточно изучены, и теория этого явления представляет большие затруднения для практических наиболее интересной области давлений, когда нельзя пренебречь ни длиной свободного пути молекул газа по сравнению с линейными размерами сосуда, ни этими размерами по сравнению с длиной свободного пути. Поэтому манометр, основанный на теплопроводности, приходится градуировать сравнением его показаний с другими манометрами.

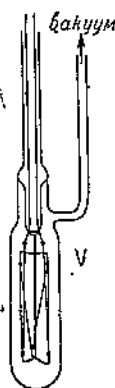
Обычно манометром, основанным на теплопроводности, пользуются по схеме, данной Пирани и Галле [9, 10].

В том виде, в каком сконструировал свой манометр Пирани, он похож на лампочку накаливания (фиг. 50), только нить в этом манометре не накачивают, а лишь слегка подогревают током. Нить должна быть

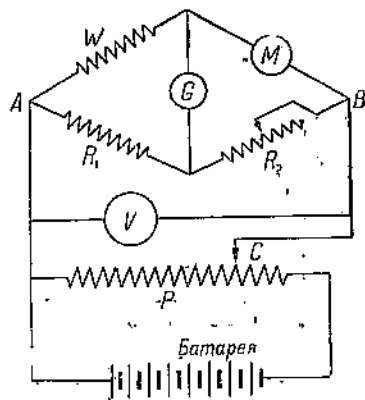
установлена так, чтобы ее положение по отношению к стенкам колбы оставалось неизменным. Для поддержания во время измерений постоянной температуры колбы последняя целиком погружается в ванну с водой определенной температуры.

На практике манометр Пирани — Галле вполне можно заменить обыкновенной зигзагообразной лампой накаливания с вольфрамовой нитью. Конструктивные данные оригинального манометра Пирани — Галле следующие: нить изготовлена из чистой платины, ее длина — 450 мм, диаметр — 0,028 мм; температурный коэффициент сопротивления — 0,00376; колба имеет длину 114 мм и диаметр 32 мм; нить нагревают до 100—125°C. В дальнейшем для краткости всякий манометр, основанный на теплопроводности, мы будем называть манометром Пирани.

Для того чтобы судить об изменении сопротивления нити манометра и отсюда об изменении давления, манометр обычно помещают в одно из плеч всем известной измерительной схемы, называемой мостиком Уитстона. Определять при каждом измерении численное значение сопротивления нити было бы чрезвычайно громоздким. Поэтому градуировку манометра производят так, что устанавливают путем сравнения с показаниями другого манометра соответствие между величиной измеряемого давления и показаниями какого-либо включенного в цепь измерительного прибора. Обычно в качестве такого прибора избирается гальванометр или чувствительный миллиамперметр G (в средней ветви мостика, фиг. 51).



Фиг. 50.



Фиг. 51.

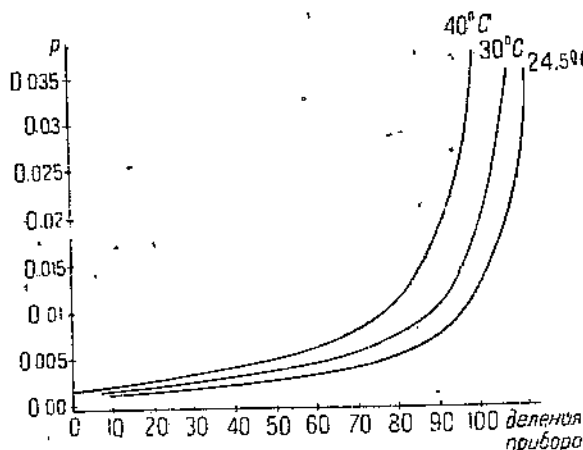
При всех отсчетах напряжение, подведенное к концам мостика A и B , должно быть строго постоянным. Оно проверяется при помощи вольтметра V и регулируется посредством потенциометра P .

Для точности измерений очень важно, чтобы сопротивление W в плече, соединенном с манометром M , весьма мало изменялось с изменением окружающей температуры. Градуировку производят обыкновенно так, что нулевое показание прибора G соответствует «вакууму прилипания» в манометре Мак-Леода. Нуль устанавливается изменением сопротивления R_2 или перемещением контакта вдоль струны реохорда, если R_2 и R_1 представлены двумя смежными частями такой струны, как это обычно бывает в лабораторных типах мостика Уитстона. Опыт показывает, что изменение величины сопротивления W в зависимости от колебаний температуры можно до некоторой степени компенсировать установкой прибора на нуль при вакууме прилипания посредством передвижения контакта C перед каждым новым рядом измерений. Другой метод компенсации состоит в том, что вместо W

пользуются точной копией манометра M_2 , соединенной с насосом, и все время поддерживают в M_2 вакуум прилипания. Наиболее, конечно, правильно градуировать манометр Пирани в отсутствии паров ртути, вымораживая их обычным способом. Но так как манометр Пирани очень часто предназначается для измерения давления водяных паров и паров других легко конденсируемых веществ, то в этих случаях при работе ртутными насосами градуировку приходится производить без вымораживания ртутных паров, так как вымораживание удалило бы одновременно и пары, давление которых нужно измерять. В этом случае показания манометра делаются еще более чувствительными к температуре, при

которой находятся ближайшие к манометру части вакуум-аппаратуры, и применение вместо сопротивления W второго, компенсационного экземпляра манометра весьма уместно.

Вследствие большого числа причин, влияющих на показания манометра Пирани, этот манометр мало подходящ для измерений, при которых ставится задача определить абсолютную величину давления. Но во всех тех случаях, где упор делается на относительные цифры давления — напри-



Фиг. 52.

мер при сравнительном изучении газоотдачи тел в вакууме при различных условиях прогрева, — манометр Пирани вполне достаточен и весьма удобен, так как в нем стрелка прибора непрерывно регистрирует измеряемое давление. Делая заключение о ходе изменения давления по движению стрелки прибора, не надо, однако, забывать, что манометр Пирани обладает некоторой тепловой и механической инерцией, т. е. для установления температурного равновесия нити и, в конечном итоге, для установления стрелки измерительного прибора в положении, точно соответствующем измеряемому давлению, требуется некоторое время. Поэтому при очень быстрых изменениях давления ход стрелки даст только приближенное представление о течении процесса. Кривая зависимости показаний прибора в мостике Уитстона от давления имеет вид, изображенный на фиг. 52. Кемпбелл^[11] указал метод пользования схемой манометра Пирани, при котором диаграмма манометра представляет собой прямую линию. Если при каждом измерении устанавливать стрелку прибора G в мостике на нуль путем изменения разности потенциалов V , приложенной к точкам A и B , и если обозначить разность потенциалов, соответствующую нулевому положению прибора G при вакууме прилипания в манометре

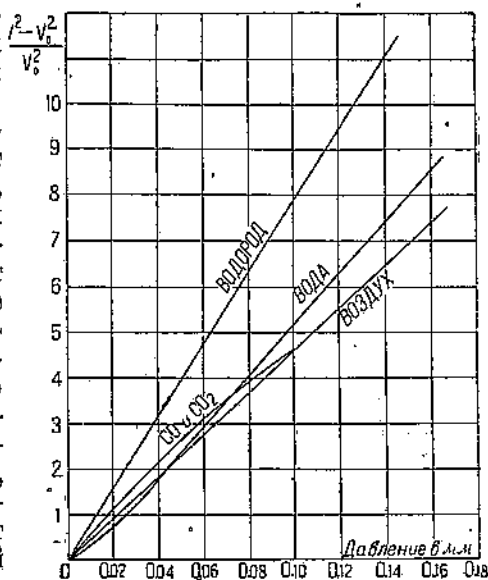
через V_0 , то между давлением P и величиной $\frac{V^2 - V_0^2}{V_0^2}$ существует приблизительно линейная зависимость. На фиг. 53 зависимость эта представлена для некоторых газов согласно измерениям Кемпбелла¹⁾. Как видно, подсчеты Кемпбелла хорошо оправдываются для всех газов за исключением углекислоты и отчасти паров воды. Прямолинейная зависимость является очень заманчивой, так как сильно могла бы облегчить процедуру градуировки манометра. Однако на практике способ, предложенный Кемпбеллом, наталкивается на то затруднение, что весь предел измерений давлений от очень низких значений до таких, при которых теплопроводность уже очень мало меняется с давлением, соответствует небольшому числу вольт по шкале вольтметра V (фиг. 51), и потому вся схема оказывается мало чувствительной для измерения давления или же требует применения специальных, более или менее сложных методов отсчета величины V (компенсационные методы). Что касается до величины тех минимальных давлений, которые еще можно измерять при помощи манометра, основанного на теплопроводности, то эта величина зависит от чувствительности электрической схемы и в частности от чувствительности прибора G , измеряющего ток в мостике (фиг. 51).

Однако, если мы захотим измерять очень низкое давление, применяя в качестве прибора G чувствительный гальванометр, то мы натолкнемся на весьма значительные трудности в смысле сохранения постоянства температурного режима различных частей электрической схемы и колбы манометра.

Без сохранения такого постоянства результаты измерений будут чрезвычайно изменчивы, и их колебания перекроют порядок величины измеряемого давления.

Можно сказать, что легко можно измерять при помощи манометра Пирани давления низ до $1 \cdot 10^{-4}$ мм и без особенно больших затруднений до $1 \cdot 10^{-3}$ мм Hg.

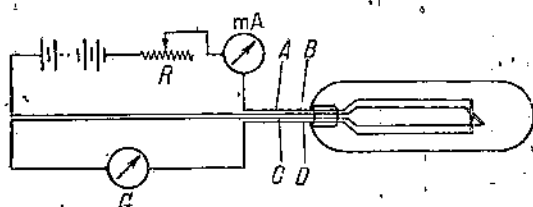
Верхний предел применимости манометра Пирани 0,2—0,3 мм Hg. В этой области давлений теплопроводность газа становится мало зависящей от давления. Кроме манометра Пирани, находит еще применение манометр, основанный на использовании термоэлемента. В колбу манометра



Фиг. 53.

1) Теоретические выкладки Кемпбелла, приводящие к линейной зависимости, о которой идет речь, можно найти в книге Дюбуайе.

метрии сделано четыре ввода A , B , C и D (изображенные на фиг. 54). К этим вводам присоединены две проволоки или два стерженька из различных металлов, расположенные крест-накрест и спаянные в месте соприкосновения. Этот спай образует термопару, нагреваемую током через вводы A и B . Цепь термопары замыкается через вводы C и D на гальванометр G (фиг. 54). Температура спая, а следовательно, и величина тока, измеряемого прибором, зависит от подогревного тока и от охлаждения термопары через газ. Таким образом, поддерживая постоянный подогревный ток при помощи сопротивления R и миллиамперметра mA , можно градуировать показания прибора G по отношению



Фиг. 54.

к давлению газа в манометре. Такие манометры изготавливаются Джeneral Электрик Компани и применяются, например, в паточных осциллографах этой же фирмы. По сравнению с манометром Пирани этот манометр имеет то преимущество, что надо заботиться

лишь о постоянстве температуры койбы манометра. Температурная зависимость внешних элементов схемы, доставляющая много хлопот при применении манометра Пирани, здесь не играет роли.

§ 6. Ионизационный манометр. При прохождении электрического тока через газы электрические заряды переносятся положительными и отрицательными ионами, причем отрицательными ионами в газах служат, главным образом, свободные электроны. Положительные ионы летят к отрицательному полюсу, отрицательные ионы и электроны — к положительному. Если в трубке находится в качестве катода раскаленный металлический волосок (вольфрамовый), то ионизация газа, т. е. образование свободных положительных ионов и электронов в значительном количестве, происходит уже при сравнительно слабом поле вследствие столкновения с молекулами газа электронов, вылетающих из накаливаемого волоска, как из всякого доведенного до достаточно высокой температуры металла, и ускоренных электрическим полем. Это явление выхода свободных электронов из накаливаемых металлов называется *термоионной эмиссией*¹⁾ и происходит от того, что в металле существуют электроны, достаточно слабо связанные с атомами металла и достаточно быстро движущиеся для того, чтобы вылететь за поверхность металла. Расщепление нейтральной молекулы или атома при столкновении с электроном происходит только в том случае, если электрон обладает достаточной кинетической энергией для того, чтобы произвести расщепление.

Но кинетическая энергия электрона равна по теореме живых сил работе сил ускоряющего электрон поля, а потому мы имеем:

$$\frac{mv^2}{2} = eV,$$

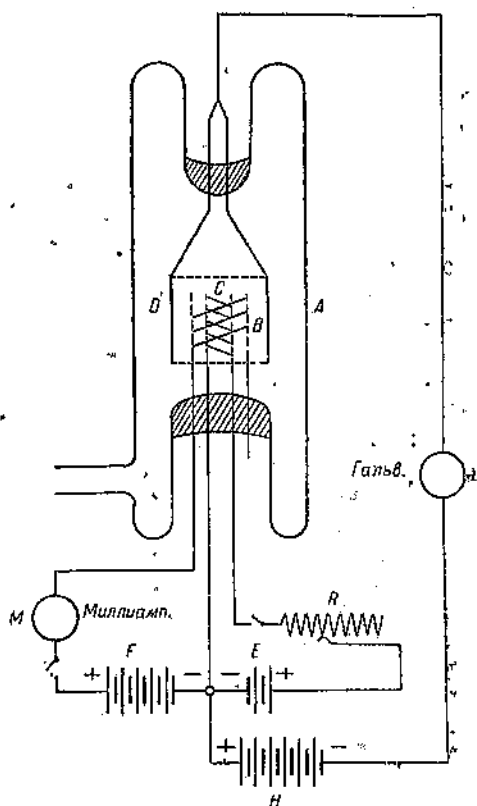
1) Термоионной эмиссии посвящена глава VIII этой книги.

где m , v , e — масса, скорость и заряд электрона, а V — разность потенциалов, пройденная электроном от начала движения. Таким образом, чтобы накопить определенный запас кинетической энергии, необходимый для ионизации молекул данного газа, электрон должен пройти определенную разность потенциалов. Эта разность потенциалов называется *ионизационным потенциалом* данного газа.

Представим себе теперь, что в нашем приборе, кроме раскаленного катода и холодного анода, имеется еще третий электрод, имеющий отрицательный потенциал, например, обращаясь к случаю катодной лампы, отрицательно заряженная сетка. Летящие от катода к аноду электроны будут разбивать на своем пути молекулы газа, причем при одном и том же электрическом поле число образующихся положительных ионов будет прямо пропорционально числу пролетающих в единицу времени от катода к аноду электронов и прямо пропорционально числу молекул, которые каждый электрон встречает на своем пути; а это последнее число прямо пропорционально числу молекул газа, заключающихся в единице объема, следовательно, пропорционально давлению газа.

Образованные при столкновении положительные ионы летят к отрицательно заряженному электроду, который в этом случае называют *коллектором* (собирателем), частично, конечно, и к волоску и образуют *ионный ток*; в то время как летящие к аноду электроны образуют *электронный ток* (направление тока — обратное). Отношение величины ионного тока к электронному будет тем больше, чем больше давление газа. Это отношение еще до введения в пользование ионизационного манометра принималось за «меру вакуума» в катодных лампах. Простая пропорциональность ионного тока давлению в общем случае не имеет места вследствие того, что: 1) часть ионов попадает на нить и 2) присутствие ионов меняет поле внутри прибора, что неизбежно приводит к более или менее сложной зависимости числа образуемых одним электроном ионов от его скорости.

На принципе катодной лампы Дэшмен и Фоунд^[12] построили ионизационный манометр, схема которого дана на фиг. 55. В стеклянную



Фиг. 55.

трубку *A* (диаметр 40 и длина 12 см) вставлены три электрода *B*, *C* и *D*. Внутренний электрод *C* представляет спираль из проволоки диаметром 0,125 мм, составленную из 5 оборотов с диаметром спирали 2,25 мм. Электрод *B* состоит из той же проволоки, свернутой спиралью с диаметром 3,85 мм. Электрод *D* сделан из молибденовой жести и имеет форму цилиндра диаметром 12 и длиной 12 мм.

Напряжения в манометре Дёшмена могут быть распределены двояким способом:

I способ: спираль *C* служит раскаленным катодом, спираль *B* служит анодом, цилиндр *D* служит коллектором ионов. В пространстве между *C* и *B* вылетевшие из катода *C* электроны получают большой разгон, так как попадают сразу в сильное анодное поле, не имеющее на своем пути никаких преград. Образованные в результате ионизации ионы проходят мимо спирали *B* и собираются на цилиндре *D*.

II способ: спираль *B* служит катодом, спираль *C* служит коллектором ионов, цилиндр *D* служит анодом.

Последняя схема включения отличается меньшей чувствительностью. Это происходит потому, что при первой схеме включения электроны сперва разгоняются полем, затем, пройдя спираль *B*, замедляются противоположно направленным полем и в результате совершают несколько колебаний около спирали *B*, прежде чем окончательно осесть на ней. При втором способе включения никакого колебательного движения электронов нет, и потому проходимый каждым электроном путь и число образуемых ими ионов при прочих равных условиях меньше, чем при первом способе включения. В целях большей точности измерений необходимо, чтобы все металлические части, находящиеся внутри манометра, были до максимума обезгажены. Для этого манометр после предварительной откачки с помощью насоса Ленгмюра прогревают в печи при непрерывном действии насоса в течение минимум одного часа до 350—450° С. Чтобы удалить газы из молибденового цилиндра, после прогрева в печи его делают анодом, а спираль *B* — катодом и раскаляют цилиндр за счет кинетической энергии ударяющихся о него электронов при непрерывной откачке. Спираль *C* и *B* обезгаживают, прокаливая их током.

Дёшмен произвел исследование своего ионизационного манометра с целью выяснить, как на ионный ток влияет напряжение сетки V_g , напряжение анода V_a (при $I_a = \text{const}$) и ток на аноде I_a (при $V_a = \text{const}$). Это исследование Дёшмен произвел при давлении 1,85 бара чистого аргона при I способе включения и установил при этом, что:

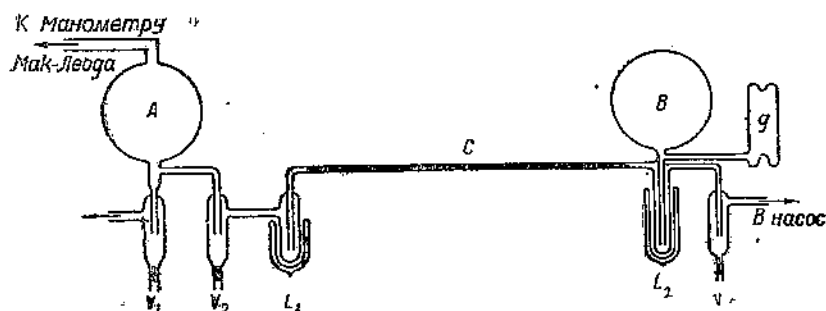
1. Влияние напряжения коллектора на ионный ток мало, когда потенциал коллектора по отношению к отрицательному концу катода достигает -22 V .

2. Влияние V_a на ионный ток имеет следующий характер: при $I_a = 0,5 \text{ mA}$ и V_a не больше 30 V ионный ток приблизительно равен нулю; с увеличением анодного потенциала ионный ток быстро растет и достигает своего максимума при $V_a \approx 250 \text{ V}$.

3. Ионный ток увеличивается с увеличением накала нити, а следовательно, и электронного тока, причем в интервале 0—10 mA эта зависимость линейная. Для более сильных токов закон линейной

зависимости несколько искажается. При включении манометра по II способу линейный закон имеет место до тех пор, пока I_a не превышает 20 мА, но зато ионный ток, а следовательно, и чувствительность прибора, здесь будет раза в три меньше, чем при включении по I способу. На основании этих данных Дешмен устанавливает, что наиболее благоприятные условия для измерения вакуума при помощи его манометра соответствуют потенциалу анода $V_a = 250$ В, потенциалу коллектора $V_c = -22$ В и электронному току на анод $I_a = 20$ мА. При желании измерять более высокие давления надо брать более слабый электронный ток.

Для калибрования прибора Дешмен пользовался двумя одинаковыми баллонами *A* и *B* емкостью по 3 л каждый (фиг. 56), соединенными



Фиг. 56.

между собой узкой капиллярной трубкой *C*. Баллон *B* откачивали до наивысшего предела вакуума, подвергая его при этом сильному нагреванию. В баллон *A* вводили газ, давление этого газа измеряли манометром Мак-Леода, затем открывали ртутный кран. Количество протекающего газа, а следовательно, и давление в *B* в каждый данный момент времени можно подсчитать, пользуясь законом Кнудсена течения газа по трубкам.

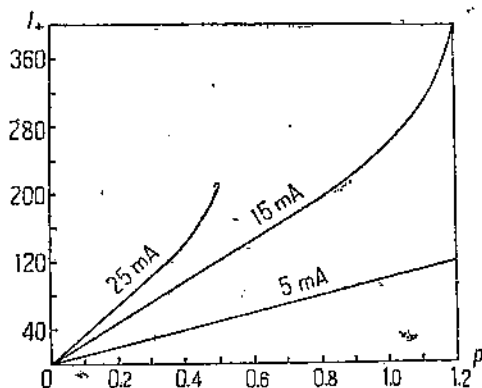
При сопоставлении показаний зеркального гальванометра, показывающего ионизационный ток в манометре *g*, и повышения давления в баллоне *B* оказалось, что ионизационный ток возрастает пропорционально времени, а следовательно, и пропорционально давлению в баллоне *B*. С возрастанием давления зависимость между ионным током и давлением перестает быть линейной, и кривая загибается вверх тем раньше, чем больше эмиссионный ток с катода, как это показывают кривые фиг. 57.

В опытах Дешмена каждый мА ионного тока соответствовал давлению в 0,1 бара, таким образом при помощи манометра Дешмена при токе накала в 20 мА и чувствительности гальванометра 10^{-9} А можно измерять давление газа до 10^{-2} бара.

Эти результаты получены Дешменом при включении манометра по I способу.

Все сказанное выше относится к измерению давления аргона. Что касается употребления ионизационного манометра для других газов, то Дэйшмен нашел, что при одних и тех же I_a и V_a ионизационный ток пропорционален в первом приближении числу электронов в молекуле данного газа.

Однако пропорциональность ионного тока числу электронов для H_2 и He не имеет места, и вообще этот закон можно считать имеющим место, да и то лишь приблизительно, при условиях опыта Дэйшмена. Вообще же необходимо калибровать манометр для каждого данного газа, причем если не выходить за пределы линейной зависимости I от p , то для калибровки достаточно одного только отсчета ионного



Фиг. 57.

тока при определенном давлении. Второй отсчет при другом давлении нужен лишь для того, чтобы убедиться, что мы действительно еще находимся на этой прямолинейной части.

Подобно тому как в качестве манометра Пирани можно пользоваться лампой накаливания с зигзагообразной нитью, так в качестве ионизационного манометра обычно применяют усиленные катодные лампы. Две схемы включения можно сохранить и здесь, либо пользуясь при высоком положительном потенциале на сетке в качестве отрицательно заряженного коллектора тем электродом лампы, который при обычном ее использовании служит анодом, либо применяя в качестве коллектора отрицательно заряженную сетку. В последнем случае отрицательный потенциал сетки приходится выбирать небольшой, порядка 1—2 В, чтобы не запереть целиком весь ток на анод. Поэтому этот способ включения дает меньшую чувствительность. Неудобство манометра с положительно заряженной сеткой заключается в том, что при этой схеме в проводах, соединенных с анодом и сеткой, возникают высокочастотные электрические колебания, так называемые колебания Баркгаузена и Курца, так или иначе связанные с колебательным движением электронов около положительно заряженной сетки. Благодаря этим колебаниям, сопровождаемым, помимо того, большими колебаниями потенциала на аноде, приборы постоянного тока регистрируют электронный ток от катода на анод, несмотря на то, что они в то же время показывают на аноде отрицательный потенциал. Этот электронный ток перекрывает ожидаемый ионный ток и не дает возможности его измерять. Против этого мешающего явления можно бороться соответственным подбором параметров внешней цепи (емкость, самоиндукция), но все же надо иметь в виду, что колебания могут возникнуть и в отдельных частях этой цепи, непосредственно прилегающих к лампе, и даже внутри лампы (подводящие про-

вода). Есть попытки [3] дать формулы для вычисления давления по отношению между ионным и электронным токами на основании хода функции, выражающей число образуемых электроном ионов в зависимости от его скорости. Так как эта зависимость известна лишь для небольшого числа газов, да и то здесь результаты различных исследований не особенно хорошо совпадают между собой, то этот метод практически почти никакого значения не имеет.

В обычной цилиндрической усилительной катодной лампе при небольших давлениях также получается линейная зависимость ионного тока от давления, как и в манометре Дешмэна и Фоунда. Заметим еще, что при пользовании катодной лампой в качестве ионизационного манометра следует учитывать так называемые ползучие токи, являющиеся результатом утечки тока через неисправную изоляцию или по поверхности стекла. Эти токи могут исказить показания гальванометра, регистрирующего ионный ток, и таким образом ввести в заблуждение относительно степени вакуума. Если нельзя устранить ползучие токи, то можно по крайней мере исключить их влияние, отметив отклонение гальванометра, измеряющего ионный ток, сперва при накаленной нити, а потом при выключенном токе накала, в обоих случаях при одних и тех же напряжениях на сетке и на аноде. Так как ползучие токи одни и те же в обоих случаях (если только не меняется температура баллона лампы), то разность обоих отклонений гальванометра и даст чистый ионный ток.

При пользовании катодной лампой в качестве ионизационного манометра приходится ее припаять к сосуду, в котором измеряется вакуум. Во время этой припайки в лампу проникает газ. Поэтому лампу надо вновь откачать и подвергнуть ее металлические части соответствующей обработке на насосе.

Это обстоятельство, конечно, сильно усложняет работу с ионизационным манометром. Чувствительность ионизационного манометра зависит от размеров применяемой в качестве него катодной лампы. Пользуясь небольшой генераторной лампой, можно достигнуть такой же чувствительности, как указанная выше, по отношению к манометру Дешмэна. В сторону высоких давлений применение ионизационного манометра ограничивается разрушительным действием газов на нить, причем приходится считаться не только с возможными химическими реакциями между газом и вольфрамом, но и с перегреванием нити, происходящим от ударов о нее положительных ионов, а также с явлением катодного распыления. При отсутствии особо активных химических газов пределы применимости ионизационного манометра можно охарактеризовать так: от нескольких тысячных до $1 \cdot 10^{-8}$ мм Hg. Применение чувствительного гальванометра не вызывает здесь таких осложнений, как в случае манометра Пирани. Но естественно, что в случае очень низких давлений требуется очень хорошее обезгаживание манометра и его нити.

§ 7. Манометры, основанные на трении. В главе II было указано, что внутреннее трение газа, оставаясь постоянным при обычных условиях, убывает с уменьшением давления газа в тех случаях, когда длина свободного пути молекул больше линейных размеров

прибора. Отсюда вытекает, что, измеряя какую-нибудь величину, зависящую от внутреннего трения, можно судить при больших разрежениях о давлении газа. Пользуясь этим принципом, Лепгмюр (1) предложил манометр, в котором горизонтальный, вращающийся около вертикальной оси, диск увлекает в своем движении газ, а последний, в свою очередь, заставляет повернуться другой горизонтальный диск, подвешенный на крутильной нити на небольшом расстоянии от первого вращающегося диска.

Угол закручивания нити зависит от тангенциальной силы, действующей со стороны газа на второй диск, а эта последняя, в свою очередь, зависит от коэффициента внутреннего трения и, следовательно, от давления.

Не представляя никаких особых выгод по сравнению с описанными выше манометрами, манометр Лепгмюра гораздо сложнее их по конструкции и уходу за ним. Кроме того, этот манометр содержит большие металлические части, затрудняющие обезгаживание, поэтому манометры этого типа распространения не получили, и в более детальный разбор их теории и устройства мы входить не будем.

Другой вид манометра, основанного на трении, предложенный также Лепгмюром, наоборот, чрезвычайно прост и может найти применение там, где давление надо определить лишь более или менее приближенно. Если закрепить неподвижно один конец легкой гибкой нити, например кварцевой, и хотя бы сотрясением прибора заставить эту нить качаться, то колебания нити будут постепенно затухать. Декремент затухания будет зависеть от коэффициента внутреннего трения газа, и следовательно, при высоких разрежениях и от давления.

О декременте затухания нити можно судить по длине того промежутка времени, за который амплитуда ее колебаний уменьшается в определенное число раз, например вдвое.

Проградуировав этот простой манометр обычным способом, можно им пользоваться для измерения давлений примерно до 0,02 бара.

Очень удобно применение этого устройства в том случае, когда нужно судить об изменении давления в уже готовом, отпаянном от насоса приборе. Надо только при приготовлении прибора поместить в нем соответствующим образом нить и произвести градуировку во время откачки.

§ 8. Градуировка манометра. В § 6 указан способ градуировки пьезоэлектрического манометра путем использования законов протекания газа по трубке. Этот способ незаменим при градуировке на очень низкое давление, но вообще он требует громоздкой аппаратуры. Обычно градуировку производят, создавая в вакуум-аппаратуре определенное давление и одновременно отмечая показания двух манометров: того, который надо градуировать, и того, с которым производится сравнение.

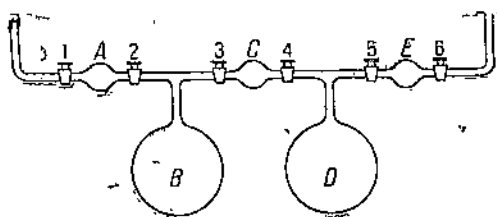
Изменение давления в аппаратуре производится одним из следующих способов: 1) газ медленно впускается в аппаратуру до желаемого давления через узкую трубку; 2) газ откачивается через узенькую трубку и 3) в вакуум-аппаратуре припаивается система шаров с кранами, изображенная на фиг. 58. Пусть кран 6 соединен с вакуумной

аппаратурой, а кран 1 с резервуаром, содержащим газ. Закрываем кран 1, открываем все остальные краны и откачиваем всю систему до возможно высокого предела. Затем закрываем кран 2 и через кран 1 впускаем в маленький баллончик *A* газ, по отношению к которому производится градуировка манометра. Пусть давление газа в резервуаре и баллоне *A* будет p_0 . Закрыв краны 1 и 4 и открыв краны 2 и 3, даем газу расширяться и заполнить баллоны *B* и *C*. Давление p_1 в *B* будет во столько раз k меньше давления p_0 , во сколько раз сумма объемов *A*, *B* и *C* больше объема *A*, т. е. $p_1 = kp_0$, где

$$k = \frac{\text{объем } A}{\text{объем } A + \text{объем } B + \text{объем } C}.$$

Повторяя ту же операцию с кранами 3, 4, 5 и 6 и баллонами *D*, *E*, получим в *E* давление $k^2 p_0$. Если отношение объема *E* к объему всей нашей аппаратуры, в которую мы вводим газ, равно k_1 , то, закрыв кран 5 и открыв кран 6, получим в аппаратуре давление $p = k_1 k^2 p_0$.

Если p_0 , k и k_1 малы, то мы можем впускать газ в аппаратуру малыми, заранее известными (при знании p_0) порциями. Недостаток этого удобного по идее метода заключается в большом количестве кранов.

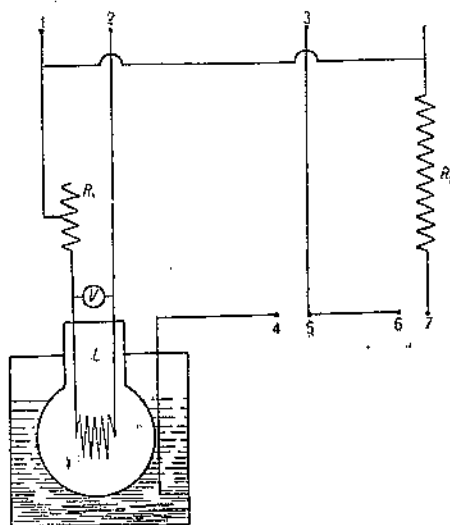


Фиг. 58.

§ 9. Определение давления в готовых вакуумных приборах, в частности в лампах накаливании. В готовых вакуумных приборах после их откачки от насосной аппаратуры давление остаточного газа может изменяться вследствие выделения газов и паров из стекла и других частей прибора или, наоборот, вследствие поглощения газа. Так как степень вакуума имеет большое значение для работоспособности прибора и его качеств, то очень важно иметь возможность определить давление в готовом приборе, а еще лучше иметь возможность следить за изменением вакуума с течением времени. Это можно осуществить, определяя давление по колебаниям кварцевой нити, как указано выше, если такую нить заранее ввести в прибор. В отношении катодных ламп вопрос разрешается проще на том основании, что всякая катодная лампа может служить понижационным манометром. Если проградуировать в качестве понижационного манометра катодную лампу какого-либо определенного типа, то можно довольно точно определять давление в любой лампе этого типа по отношению в ней полного тока к электронному. Надо только градуировать лампу выбрать со средними для данного типа данными, не отклоняющуюся по размерам своих частей и их расположению в ту или другую сторону.

Так как зигзагообразная лампа накаливании, а с некоторой меньшей чувствительностью и спиралеобразная, может служить манометром Пирани, то, казалось бы, на таких же основаниях можно было

бы определять вакуум в пустотных лампах накаливания данного типа, проградуировав одну из них в определенных условиях в качестве манометра Пирани. На практике



Фиг. 59.

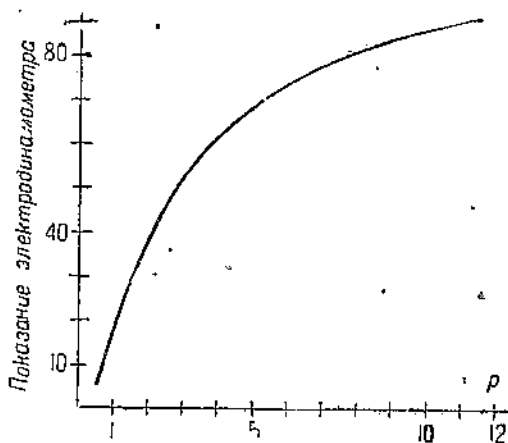
оказывается, однако, что индивидуальные особенности отдельных ламп накаливания гораздо сильнее отзываются на показаниях манометра Пирани, чем особенности отдельных катодных ламп на показаниях ионизационного манометра. Поэтому при встречающихся между отдельными пустотными лампами различия их параметров¹⁾ и расположения нити по отношению к колбе способ использования метода манометра Пирани не приводит к цели, так как является слишком неточным. Для решения задачи предложены следующие методы. Зелени^[5] показал, что если опустить колбу лампы в сосуд с слегка подкисленной водой, то системе нить лампы — вода в

сосуде можно рассматривать как некоторый конденсатор. Накладывая на обкладки этого конденсатора переменное напряжение порядка 120 или 220 В при частоте 50 пер/сек, можно получить измеримый, по своей величине ток. Если дать нить лампы нормальный накал, нить эмитирует в довольно большом числе электроны. Электрическое поле, существующее между концами нити (постоянное или переменное безразлично), ускоряет движение эмиттированных электронов, что приводит к ионизации остаточного газа в колбе лампы. Ионизация газа меняет емкость системы нить — вода в сторону ее увеличения²⁾. Измеряемый емкостный ток тем больше, чем больше число наличных ионов, а это последнее, в свою очередь, тем больше, чем больше давление газа в лампе. Зелени указывает несколько способов измерения слабого переменного тока через лампу или фиксирования изменения интересующей нас емкости, но на практике наиболее удобным оказался метод непосредственного измерения емкостного тока через лампу посредством чувствительного электродинамометра по схеме, представленной на фиг. 59. Здесь 1, 2 и 3 — провода трехфазного тока; к клеммам 1 и 2 присоединена лампа, к клеммам 4 и 5 — подвижная катушка электродинамометра, к 6 и 7 — неподвижные катушки этого прибора. Нормальная лампа какого-либо типа припаивается к вакуум-

¹⁾ Например, различное сопротивление нити.

²⁾ Грубо говоря, можно представить дело так: при наличии ионизации на внутренней стенке колбы во всякий момент времени будет находиться положительный или отрицательный заряд (противоположный по знаку заряду воды), и мы будем иметь дело как бы с двумя соединенными параллельно конденсаторами: нить — вода и внутренняя поверхность колбы — вода, причем емкость второго зависит от числа ионов в колбе.

аппаратуре, включающей манометр Мак-Леода, и производится градуировка измерительной схемы для этого типа ламп, т. е. показания электродинамометра считаются с показаниями манометра Мак-Леода. Само собой разумеется, что во время измерений лампа и манометр Мак-Леода отключены краном от насоса. Кроме того, необходимо выждать, пока газ не перестанет выделяться нитью лампы или поглощаться ею. Когда градуировка проверена на нескольких лампах данного типа, можно включать в схему готовую облицованную и выключенную в течение нескольких минут лампу этого типа, отмечать отклонения электродинамометра и по градуировочной кривой или таблице определить давление в лампе. Примеры градуировочных кривых приведены на фиг. 60. Так как мы имеем здесь дело с малой переменной емкостью, то при измерениях приходится соблюдать все необходимые в таком случае предосторожности¹⁾. Далее, практика показывает, что способ Зелени применим лишь к лампам, колбы которых сделаны из стекла, обладающего чрезвычайно малой электропроводностью,

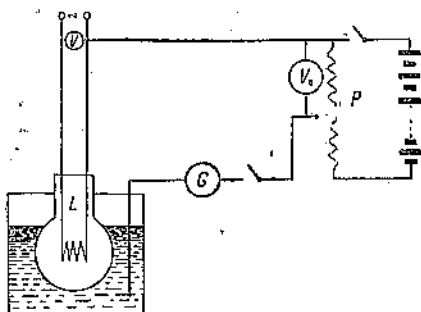


Фиг. 60.

например из так называемого свинцового стекла. При колбах из «бессвинцового» стекла электрические токи, уходя через стекло колбы — «утечка» конденсатора, — делают метод Зелени неприменимым. Зато оказывается, что в этом случае к лампе накаливания, как это показали экспериментально Альтертум и Эвест^[16], можно применить принцип ионизационного манометра. А именно, если приложить к воде (или металлической плотно прилегающей оболочке), окружающей колбу лампы, положительный по отношению к нити лампы потенциал, то через стекло колбы идет электронный ток. При отрицательном потенциале внешней оболочки по отношению к нити через стекло колбы идет ток положительных ионов. Альтертум и Эвест предлагают определять давление в лампе по отношению ионного тока к электронному, производя соответствующую градуировку наподобие описанной выше. На практике весьма удобным оказался следующий, основанный на методе Альтертума и Эвеста способ, разработанный вакуумтехническим отделом ВЭИ и осуществленный в массовом масштабе в лаборатории Лампового отдела «Электроставода». Если на внешнюю оболочку колбы

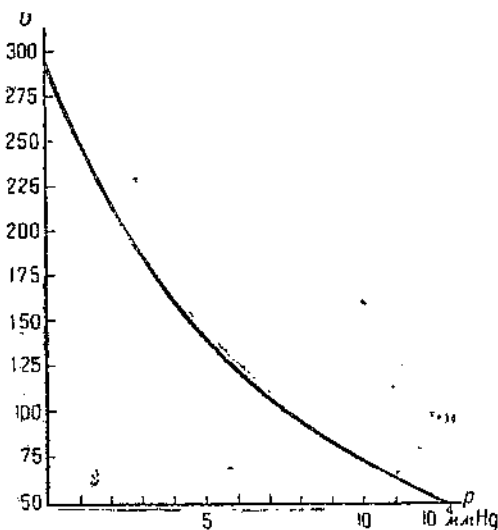
¹⁾ Например, расположение всех подводящих проводов должно быть строго неизменно и рассчитано так, чтобы давать параллельно лампе возможно меньшую емкость. Но и при соблюдении всех мер предосторожности рекомендуется время от времени производить повторные градуировки для всех типов ламп, чтобы учесть ускользающие от внимания незаметные изменения условий опыта.

(схема фиг. 61) наложить переменное напряжение, то через стекло колбы и измерительный прибор G будет идти в одну половину периода электронный ток, в другую половину периода — ионный. Прибор постоянного тока G будет показывать отклонение в ту или другую сторону в зависимости от того, который из этих токов имеет большую силу. Если питать лампу L переменным током и накладывать на оболочку переменное напряжение от третьей фазы, то преобладает электронный ток. Если к переменному напряжению добавить постоянное напряжение V_0 от потен-



Фиг. 61.

циометра P , измеряемое вольтметром, то электронный (отрицательный) ток уменьшается и при некоторой величине напряжения V_0 переходит через нуль в положительный ток. Величина компенсирующего электронный ток ионного тока зависит от давления газа p . Между V_0 и p существует одно-



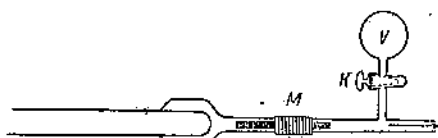
Фиг. 62.

значная зависимость. Таким образом в этом случае градуировка для определения давления в данном типе пустотных ламп состоит в сопоставлении значений p (Мак-Леод) и V_0 . Чувствительность этого метода зависит в значительной степени от того, с каким типом ламп приходится иметь дело. Некоторые затруднения встречаются по отношению к спирально-вакуумным лампам. Эти затруднения приходится обходить, применяя более чувствительные приборы. Пример градуировочных кривых дан на фиг. 62. Некоторые практические

подробности: колба должна быть опущена в воду до определенного уровня; для увеличения чувствительности путем увеличения электропроводности стекла температура колбы увеличивается путем применения в качестве внешней оболочки подогретой воды; температуру этой воды, разумеется, надо держать постоянной, и она не должна быть настолько велика, чтобы выходящая из воды часть колбы могла покрываться налетом влаги. Точность определения вакуума в готовых вакуумных лампах как способом, основанным на методе

Зелени, так и способом, основанным на методе Альтертума и Эвеста, надо оценивать в $\pm 50\%$. Эта точность достаточна для тех целей, для которых производится определение давления в этих лампах.

Если вакуумное изделие или прибор не имеет в числе составляющих его частей вольфрамовой или другой металлической нити, которую можно раскалить током до заметной термоионной эмиссии, или если это изделие не принадлежит к определенному стандартному типу, так что для него не может быть градуировочных кривых, то для определения давления можно прибегнуть к «методу разбивания». При небольших размерах изделие (например сигнальная неоновая лампа) помещают внутри некоторого известного объема, в котором путем откачки добиваются наилучшего вакуума. Затем изделие пробивают под вакуумом, ударяя об него кусочком железа при помощи электромагнита, и измеряют давление, которое после этого устанавливается в аппаратуре. Первоначальное давление в изделии определяется по отношению объема разбиваемого объекта к объему всего пространства, в котором измеряется давление. В случае больших предметов, например газосветных трубок, на какой-либо отросток этого предмета надевается и примазывается мейделеевской замазкой (гл. VI) более широкая, чем этот отросток, трубка, соединенная с вакуумной аппаратурой и снабженная внутри железным «битнем», управляемым электромагнитом *М* (фиг. 63). Магнитопульси для определения давления те же, как только что описано.



Фиг. 63.

§ 10. *Применение газового разряда для определения степени разрежения.* Явление прохождения электрического тока через газы зависит от давления газа. Поэтому, наблюдая свечение газа при разряде, можно сделать заключение о порядке разрежения газа. Установить какие-либо точные общие правила для этих определений нельзя, так как кроме давления свечение газа зависит еще от большого числа других параметров (размеры и форма электродов, ширина трубки, напряжение и сила тока, природа газа и т. д.). Собираясь широко использовать этот метод определения давления, лучше всего произвести соответствующую градуировку прибора. При более или менее низких давлениях (примерно 0,001 мм Hg) свечение газа прекращается, и остается лишь флуоресценция стекла (при обычных сортах стекла — зеленоватая). При «вакууме прилипания» и отсутствии в аппаратуре паров ртути всякое свечение трубок прекращается — так называемый «черный вакуум».

Для суждения о степени разрежения в готовых изделиях применяются высокочастотные разряды, возбуждаемые при помощи трансформатора Тесла. Так, например, пустотные лампы накаливания после откачки до давления 0,05—0,1 мм Hg светятся на приборе Тесла красным свечением; при давлении порядка 0,01—0,02 мм, которого желательно достигнуть при откачке¹⁾, остается лишь слабое, лиловатое свечение.

¹⁾ Так как дальнейшее уменьшение давления достигается химическим путем.

ГЛАВА ПЯТАЯ.

Химические, электрохимические и абсорбционные способы получения высокого вакуума.

Влияние стеклянных стенок и металлических частей на вакуум.

§ 1. *Поглощение газов твердыми телами.* Наблюдение явлений, происходящих при откачке газа, показало, что если какое-либо твердое тело находилось некоторое время в соприкосновении с каким-либо газом, а затем было помещено в сосуд, в котором происходит откачка, то это тело начинает успешно выделять тот газ, с которым оно находилось в соприкосновении. Отсюда приходится заключить, что твердые тела поглощают газ. Это поглощение тем больше, чем больше давление газа и чем больше поверхность твердого тела: размельченные порошкообразные тела поглощают несравненно больше сплошных тел того же состава и той же массы. Напрашивается вывод, что газ оседает или прилипает на поверхности тела. Однако более детальное рассмотрение этих явлений привело к заключению о существовании двух различных видов поглощения газа твердыми телами: *адсорбцией* называется тот случай, когда газ тонким уплотненным слоем прилегает к поверхности твердого тела; *абсорбцией*, или *окклюзией*, называется накопление газа внутри твердого тела — процесс, аналогичный растворению. Для обозначения обоих процессов иногда применяют слово *сорбция*, хотя проще переводить это иностранное слово словом *поглощение*. Иногда бывает затруднительно провести резкую грань между адсорбцией и абсорбцией. По отношению к адсорбции существует теория Ленгмюра, по которой адсорбированный газ образует на поверхности твердого тела слой толщиной всего в одну молекулу. С существованием таких мономолекулярных слоев Ленгмюр считает не только в явлениях адсорбции, но и при других явлениях, имеющих место на границе между твердым телом и разреженным газом или вакуумом. Выведенные из этих представлений различного рода заключения, качественные и количественные, хорошо оправдываются опытом, и теория мономолекулярных слоев Ленгмюра пользуется в настоящее время большим распространением. В своей теории Ленгмюр исходит из соображения, что то расстояние, на котором заметно проявляются междумолекулярные силы, одного порядка с линейными размерами атома. Поэтому, когда на первый слой молекул начинает наслаиваться второй, на молекулы этого слоя действуют лишь силы сцепления молекул первого слоя, а не силы притяжения со стороны

атомов твердого тела. Таким образом первый слой молекул, удерживаемый силами сцепления между молекулами твердого тела и газа, должен обладать совершенно другими свойствами, чем дальнейшие слои, и при соответствующей величине сил сцепления гораздо прочнее удерживается на поверхности твердого тела.

Степень насыщения мономолекулярного слоя, или та доля поверхности твердого тела, которая фактически покрыта молекулами газа, зависит от равновесия между числом газовых молекул, ударяющихся о поверхность и прилипающих к ней, и числом молекул газа, покидающих поверхность. Последнее число будет пропорционально площади, покрытой мономолекулярным слоем, а в каждой отдельной его части тем больше, чем выше температура твердого тела и слоя газа. С другой стороны, количество молекул газа, ударяющихся о поверхность, будет прямо пропорционально давлению газа. Если мы обозначим через S площадь поверхности твердого тела, соприкасающегося с газом, через ϑ долю этой площади, занятой слоем газа, через $n_1(T)$ число молекул, покидающих 1 см^2 поверхности в единицу времени, через $k_1 p$ число молекул, прилипающих к 1 см^2 в то же время, то при равновесии будем иметь:

$$n_1(T) \vartheta s = k_1 p s, \quad (1)$$

откуда

$$\vartheta = \frac{k_1 p}{n_1(T)}. \quad (2)$$

Так как количество Q газа, адсорбированного на 1 см^2 , пропорционально ϑ , то, вводя новый коэффициент пропорциональности k_2 , будем иметь:

$$Q = k_2 \frac{p}{n_1(T)}. \quad (3)$$

Если дать температуре T какое-либо определенное значение, то выражение (3) представляет собой так называемую «изотерму» адсорбции, соответствующую температуре T ¹⁾.

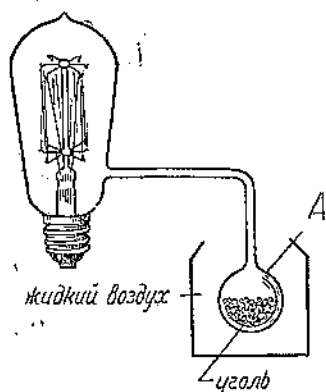
Фактически дело происходит не так просто, как мы его здесь описали, — некоторую роль играет абсорбция, и изотерма не обязательно представляет собой прямую линию.

§ 2. Улучшение вакуума путем поглощения газов углем.

Одним из твердых тел, усиленно поглощающих газы, является уголь. До изобретения современных насосов этим свойством угля пользовались для получения высокого вакуума (метод Дюара [1, 2]). Теперь уголь применяется как восстановитель полученного с помощью насоса вакуума, если таковой утрачен в отоплянном сосуде, а также для очистки благородных газов. В откачиваемый сосуд вводят уголь в особом отростке A и помещают последний в сосуд с жидким воздухом (фиг. 64). Наиболее подходящий уголь получается из оболочки кокосового или грецкого ореха, так как такой уголь наиболее порист и, следовательно, имеет наибольшую поверхность. Уголь готовится

1) Когда ϑ становится равно единице, наступает насыщение первого мономолекулярного слоя, и ход дальнейшего уменьшения Q с увеличением p зависит от возможности и условий образования второго адсорбированного слоя молекул.

прокаливанием на воздухе скорлупы ореха до слабокрасного каления. Для удаления газов, адсорбированных углем до работы, уголь после введения в вакуум-аппаратуру должен быть вновь прогрет до 400°C при откачке насосом. После этого при опускании отростка с углем в жидкий воздух уголь чрезвычайно жадно поглощает газ. Различные газы поглощаются тем больше, чем их температура кипения выше и, наоборот, чем ниже температура кипения газа, по сравнению с температурой жидкого воздуха, тем меньше по объему поглощается газа. Примером может служить следующая табл. 1, показывающая поглощение различных газов одним и тем же количеством угля при температуре жидкого воздуха — 184°C .



Фиг. 64.

Таблица 1

Газ	Объем газа, поглощ. при 0°C , в см ³	Объем газа, поглощ. при -184°C , в см ³	Температура сжижения газа в $^{\circ}\text{C}$
Гелий	2	15	— 268,6
Водород	4	135	— 252,9
Азот	15	155	— 195,8
Аргон	12	175	— 186,2
Кислород	18	220	— 183

При температуре угля, равной температуре кипения жидкого водорода, сильно поглощается также и гелий.

Табл. 2 показывает, как изменится объем поглощенного газа в зависимости от давления газа и температуры угля. Поглощенные объемы отнесены к 1 г угля и приведены к давлению в 1 бар. При уменьшении окончательно устанавливающегося давления количество газа, поглощенного одним и тем же количеством угля, уменьшается

Таблица 2

Газ водород при температуре — $195,4^{\circ}\text{C}$		Газ азот при температуре — $162,4^{\circ}\text{C}$	
Давление в барах	Объем погл. газа в см ³	Давление в барах	Объем погл. газа в см ³
8	106 000	5,3	9 500 000
1	13 250	1	1 800 000
0,1	1 325	0,1	180 000
0,001	13	0,001	1 800

прямо пропорционально давлению, т. е. в этом случае изотерма адсорбции представляет собой прямую линию. Вследствие этого чем ниже должно быть конечное давление, тем больше требуется поглощающего угля.

При применении угля во все время какого-нибудь опыта, для кото-

рого необходим высокий вакуум, отросток с углем надо держать в сосуде с жидким воздухом, так как при увеличении температуры уголь отдает обратно адсорбированный газ. При поглощении газа процесс по вре-

мени идет по экспоненциальной кривой; поэтому главная масса газа поглощается тотчас же по охлаждении угля, а затем в течение нескольких часов количество поглощенного газа увеличивается лишь немого. После приготовления угля из ореховой скорлупы и предварительной его обработки в угле имеется много углеводородов, заполняющих поры угля. Вследствие этого адсорбирующая способность угля ухудшается. Для устранения углеводородов применяют так называемое *активирование* угля. Этот процесс состоит в том, что уголь помещают в сосуд, несколько раз откачивают и вновь пропускают воздух при температуре $350-400^{\circ}\text{C}$ (при более высоких температурах активного угля не получается). При этом процессе кислород воздуха окисляет углеводороды, образуя CO_2 и H_2O , которые удаляют последующей откачкой; таким образом адсорбирующая способность угля увеличивается: уголь делается активным. Активировать уголь можно одновременно с откачкой сосуда, в котором нужно получить вакуум, но удобнее активирование производить отдельно и держать полученный активный уголь в запаянной трубке под вакуумом. Во всяком случае после присоединения к сосуду уголь нужно еще раз прокалить при одновременной откачке. В настоящее время активированный уголь готовится в заводском масштабе для противогазов.

Степень разрежения, достигаемого путем применения угля при температуре жидкого воздуха, оценивается десяти тысячными долями бара.

§ 3. Обезгаживание стекла и металлов. При получении вакуума в каком-нибудь сосуде нужно откачивать не только воздух, находящийся в этом сосуде, но и весь газ, адсорбированный на и окклюдированный в стеклянных стенках и других частях прибора.

Для стекла главную часть выделяющихся газов представляет водяной пар. Для иллюстрации приведем опыт Лентгюра, упоминаемый во всех курсах вакуум-техники [3]. Лентгюр нагревал колбочку 40-ваттной лампы до 200°C . Предварительная обработка заключалась в том, что колбочка стояла 24 часа в хорошем вакууме при комнатной температуре. При откачке при температуре 200°C выделялось:

Водяных паров	200 мм ³	} объемы привнесены к нормальным условиям.
Углекислоты	5 мм ³	
Азота	2 мм ³	

При температуре колбочки 350°C всего выделилось при откачке вместе с выделившимися при 200°C :

Водяных паров	300 мм ³
Углекислоты	20 мм ³
Азота	4 мм ³

При прогреве до 500°C выделилось всего вместе с прежними количествами:

Водяных паров	450 мм ³
Углекислоты	30 мм ³
Азота	5 мм ³

Присутствие водяного пара особенно вредно при наличии раскаленного вольфрама, как это мы увидим далее, и по возможности полное удаление этого пара является весьма важной задачей.

При дальнейшем увеличении температуры свыше 500°C количество выделяющихся газов растет, но это повышение температуры уже связано с размягчением стекла и его разложением. Практически Ленгмюр предложил прогревание стекла разбить на две части с длительностью каждой операции приблизительно в один час. Сначала стекло откачивается при высокой температуре, градусов на 50 ниже температуры размягчения стекла, а затем при более низкой, градусов на 100 ниже первой. Физически можно себе дело представить так, что вначале газы выделяются из более глубоких слоев, а затем при более низкой температуре удаляются газы, оставшиеся еще на поверхности, причем при этой температуре удаление газа с поверхности идет быстрее, чем диффузия газа из внутренних частей стекла.

Что газ выделяется при сравнительно низких температурах с поверхности стекла (адсорбированный газ), а при более высоких температурах из самой толщи стекла, установлено опытами Шервуда [4]. При последовательном прогреве в течение определенного промежутка времени при постепенно увеличивающихся температурах количество выделяющихся паров и газов увеличивается до $250\text{—}350^{\circ}$ в зависимости от сорта и состояния поверхности стекла. Затем при более высоких температурах количество выделяющихся паров и газов уменьшается благодаря уменьшению количества адсорбированного на поверхности газа. При еще более высоких температурах (350° и выше) количество выделяющихся паров и газов вновь растет и становится тем больше, чем ближе подойти к точке размягчения стекла.

Такое поведение стекла вполне подтверждается опытами, поставленными в лабораториях «Светланы» (Кондратьева [5]) и «Электровозода» (Дубова).

Общее правило, которое необходимо соблюдать при откачке, чтобы впоследствии при работе вакуум-прибора из стекла или других частей не выделялся газ, можно формулировать так: все части вакуум-прибора во время откачки на насосе должны быть прогреты до температуры, более высокой, чем та, которую они могут получить во время работы, после отпайки. На практике, особенно при массовом производстве, время прогрева стекла сводят до минимума, соблюдая только последнее указанное правило; в результате изготовленные таким образом приборы нельзя перегревать.

Количество и род выделяющихся из металлов при нагревании газов различны для различных металлов. Так, например, иногда выделяется большое количество CO , немного CO_2 , H_2 и N_2 . В других случаях наблюдается усиленное выделение водорода. Водяных паров при прогреве металлов не встречается. Природа выделяющихся газов, конечно, зависит от способов плавки металлов и их последующей обработки.

Для нагревания стекла строятся электрические или газовые печи. Печь представляет собой железный ящик, внутренние стенки и дно которого выложены асбестом. Нагревание в электрических печах производится электрическим током, который пропускается по спирали из никелино-

вой или хромоникелевой проволоки, прикрепленной на внутренней стороне стенок печи, в газовых же печах внутри имеются газовые горелки, соединенные трубками с газопроводом. При нагревании в печи все время производится откачка. Печи делаются в виде подъемных колпаков, становящихся на неподвижное дно. Для нагревания стекла до более высоких температур раньше строились печи с разрежением внутри печи до нескольких миллиметров Hg, чтобы устранить опасность смятия размягченной колбы атмосферным давлением. Так как теперь выяснено, что, как бы ни была высока температура печи, удалить все растворенные в стекле газы все равно не удастся, то печи с вакуумом теперь не применяются.

После того как стекло прогрето в вакууме, оно усиленно поглощает газы. Если в вакуумной аппаратуре прогрета одна какая-либо ее часть, например откачиваемый прибор, то эта часть поглощает газ, выделяемый остальными частями аппаратуры. Поэтому после прогрева в аппаратуре устанавливается более высокий вакуум при действии насоса, чем до прогрева. А при отключенном насосе давление повышается путем менее быстрого выделения газа из стекла и металлов. Поглощение газа хорошо прогретыми стеклянными стенками важно еще в том отношении, что таким образом поглощается газ, неминуемо выделяемый при отпайке прибора в месте отпайки.

Для прогрева металлических частей применяются три способа:

1. Когда металлические части имеют вид проволоки, как, например, в лампах накаливания, они накаляются пропускаемым через них током.

2. Второй способ применяется при наличии металлических частей, не имеющих вида проволоки, и состоит в прогреве этих частей с помощью индуцируемых в них токов Фуко. Для возбуждения последних на колбу надевается катушка, по которой пропускается ток высокой частоты от специального генератора. Этим избегают нагревания стекла до опасной для него температуры, причем, конечно, для удаления газов, растворенных в стекле, предварительно производится прогрев в печи. Для целей обезгаживания генераторы строятся как затухающие — пскровый колебательный контур, заряжаемый высоковольтным трансформатором, так и незатухающие — ламповые. В технике эти генераторы носят название «бомбардировочных аппаратов», так как заменяют описанную ниже бомбардировку металлических частей электронами. Длина волны этих генераторов выбирается порядка 300 м, так как чем выше частота, тем интенсивнее индукционное действие прибора. Мощность выбирается соответственно размерам прокаливаемых частей и обычно лежит в пределах 1—10 kW, измеренных в первичной цепи трансформатора. Требование большой мощности ограничивает частоту применяемых колебаний.

3. Третий способ прогрева металлических частей состоит в нагревании с помощью электронной бомбардировки, причем произведение плотности электронного тока I на пробегаемую электронами, ускоряющую их, разность потенциалов V должно быть в несколько раз выше, чем при нормальной работе. Произведение $W = VI$ определяет собой в Джоулях количество тепла, выделяющегося на 1 см^2 бомбардируемого электрода в 1 сек.

Этот способ удобно применять в тех приборах, где имеются нака-

ливаемые нити, излучающие электроны, как, например, в рентгеновских трубках Кулиджа или в катодных лампах. В других случаях внутри прибора приходится помещать специально накаливаемую нить. При усиленном выделении газа между раскаленным катодом и анодом может начаться самостоятельный разряд, быстро переходящий в дугу, причем сильные токи разрушают катод и другие части прибора. Поэтому катодной бомбардировкой надо пользоваться очень осторожно, лишь постепенно увеличивая накал нити и накладывая высокое напряжение лишь на короткое время. Это сильно затягивает процесс обезгаживания. Поэтому, где только возможно, пользуются способом высокочастотных токов. Для обезгаживания путем электронной бомбардировки для усилительных ламп требуется напряжение не ниже 600 V. Во всех случаях берут напряжение более высокое, чем рабочее напряжение прибора.

§ 4. Химические способы получения вакуума. [6]. Если в сосуде имеется раскаленная вольфрамовая нить, то находящийся в сосуде кислород, соединяясь с вольфрамом, дает окись WO_3 , представляющую при комнатной температуре желтый порошок. При температуре раскаленной вольфрамовой нити WO_3 находится в газообразном состоянии. Образовавшиеся около нити пары WO_3 , попадая на холодную стенку, осаждаются на ней в виде налета. При большом количестве кислорода в колбе этот налет желтовато-белый; при меньших количествах образуются другие две окиси вольфрама с меньшим содержанием кислорода: при малом количестве кислорода налет на колбе черный; при несколько большем — синий. Реакция происходит на поверхности раскаленной нити, поэтому ее скорость пропорциональна числу ударяющихся о нить молекул газа и, следовательно, давлению газа. Кроме того, эта скорость зависит от температуры вольфрама.

Таким образом закон уменьшения давления кислорода в сосуде вследствие образования кислородом окиси вольфрама может быть выражен формулой:

$$-v \frac{dp}{dt} = kAp, \quad (4)$$

где v — объем сосуда, $\frac{dp}{dt}$ — уменьшение давления в единицу времени, k — коэффициент пропорциональности, зависящий от температуры нити, A — площадь волоска и p — давление кислорода в сосуде в данный момент времени.

Таблица 3

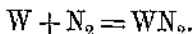
Температура вольфрама в °K	1470	1770	2290	2520	2970
Время в минутах	34,5	7,2	1,93	1,52	1,22

Дифференциальное уравнение (4) приводит к экспоненциальной зависимости давления p от времени. Понятие о скорости протекания реакции вольфрама с кислородом дает табл. 3, в нижней строке которой указано для одного частного случая время, в которое давление кислорода упало до 0,001 начальной величины.

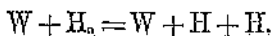
При давлении менее 0,001 бара реакции не происходит. Поэтому предел разрежения, достижимый таким способом, равен 0,001 бара.

Азот дает с вольфрамом соединение WN_2 . Скорость этой реакции зависит только от температуры волоска и не зависит от давления. Объяснить последнее можно тем, что реакция происходит не на поверхности волоска, а в самом объеме газа при столкновении молекул азота с молекулами испарившегося вольфрама. При этом, если длина свободного пути будет не слишком велика, то каждая молекула вольфрама встретится с азотом независимо от величины давления, и, следовательно, скорость реакции будет зависеть только от числа испаряющихся молекул вольфрама; так как скорость испарения зависит от температуры, то и скорость реакции в конечном счете также будет зависеть от температуры.

Оксид углерода дает с вольфрамом соединение WCO , причем для скорости этой реакции имеет место тот же закон, что и для реакции

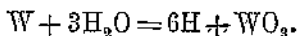


Водород при соединении с вольфрамом диссоциируется (распадается на атомы) по формуле:

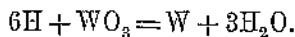


Водород в атомарном состоянии чрезвычайно активен и, попадая на стенку сосуда, вступает с ней в соединение, так что количество водорода в сосуде в результате этой реакции уменьшается.

Однако; если на стенках сосуда имеются оксиды, то атомарный водород восстанавливает их, образуя водяной пар. При соприкосновении водяного пара с раскаленным вольфрамовым волоском вновь образуется атомарный водород по формуле:



WO_3 оседает на стенке в виде твердой окиси, и здесь при температуре стенки при встрече с атомами водорода происходит обратная реакция восстановления вольфрама и образования H_2O :



Таким образом, одна и та же реакция протекает на поверхности волоска в прямом направлении, на поверхности же стекла — в обратном. В результате происходит непрерывный перенос металлического вольфрама с волоска на стеклянные стенки при постоянном кругообороте одного и того же количества водяного пара; волосок быстро разрушается, и стекло быстро покрывается темным буроватым налетом. Отсюда вытекает, как упомянуто выше, необходимость в присутствии раскаленной вольфрамовой нити тщательно удалять из сосуда водяной пар.

Из всего сказанного выше ясно, что с помощью химических реакций, сжигая раскаленную вольфрамовую нить и принимая меры к уда-

лению водяного пара, можно улучшить в сосуде вакуум. Так при нагреве дополнительного вольфрамового волоска до 2700°C добивались повышения разрежения с 0,02 до 0,0015 бара.

Если в лампе накаливания нет остатков водяного пара, от которых она быстро чернеет, то, как показывают опыты определения давления в этих лампах после различной продолжительности горения по методам, описанным в предыдущей главе, вакуум с течением времени улучшается.

В катодных лампах и рентгеновских трубках, а также во всех приборах, в которых используются явления газового разряда, также наблюдается исчезновение остатков газа с течением времени. Здесь это явление носит название «жестчения» трубки или прибора¹⁾. Явление жестчения носит несколько более сложный характер, чем простые химические реакции между газом и металлом, так как мы здесь имеем дело не только с нейтральными молекулами газа, но и с ионами. Строилось довольно много различных теорий явления жестчения, но ни одна из них не может охватить полностью всей совокупности наблюдаемых явлений. Из отдельных, несомненно имеющих место при жестчении процессов, кроме описанных выше реакций раскаленного вольфрама, следует остановиться на следующих.

1. При явлении газового разряда происходит так называемое распыление катода: от катода отрываются мелкие частички металла и покрывают близлежащие стенки стекла металлическим налетом. Опыт показывает, что при катодном распылении происходит усиленное поглощение газа распыляемыми металлическими частичками.

2. Молекулы некоторых двуатомных газов при прохождении разряда через газ диссоциируют на отдельные атомы, обычно не существующие в свободном состоянии. В таком «атомарном» состоянии газы отличаются очень большим химическим сродством к другим элементам и усиленно вступают в химические реакции с встречаемыми ими в трубке твердыми телами. В результате этих реакций образуются твердые соединения, и количество газа в трубке уменьшается. Газы, диссоциированные на атомы, называются также «активными». Наиболее часто приходится иметь дело с «активным азотом» и «активным водородом».

3. В разрядной трубке мы имеем дело не только с молекулами или атомами газа, но и с его положительными ионами. Под действием более или менее сильного электрического поля, всегда существующего в разряде, ионы приобретают скорости, во много раз превосходящие среднюю скорость их теплового движения при комнатной температуре. Так, молекула водорода имеет при этой температуре скорость порядка 1900 м/сек, в то время как ионизированный атом водорода — «протон», пройдя в электрическом поле разность потенциалов всего в 1 В, приобретает скорость 9800 м/сек. По отношению к другим газам соотноше-

1) В рентгеновских трубках с холодным катодом, работающих при помощи газового разряда, напряжения, при котором работает трубка, и связанная с ним способность генерировать трубкой лучей пропихать через различные тела, или «жесткость» лучей, зависит от давления в трубке. При уменьшении давления жесткость лучей увеличивается. Отсюда и термин «жестчение».

ние скоростей теплового движения их молекул и движения ионов в электрическом поле сохраняется такое же, так как и та и другая скорости одинаково обратно пропорциональны квадратному корню из массы данной частицы. При пробеге в поле между двумя точками с еще большей разницей потенциалов скорости ионов также еще больше, так как эти скорости возрастают прямо пропорционально квадратному корню из пройденной разности потенциалов V^1). Таким образом мы должны допустить, что при наличии электрического разряда в газе, по крайней мере часть ионов ударнется о металлические части и о стекло с большими скоростями и, следовательно, имеет много шансов глубоко проникнуть внутрь этих тел, потерять там свою большую скорость, нейтрализоваться и застрять. Надо еще заметить, что ионы веществ, имеющих лишь один валентный электрон (первая группа периодической системы элементов), имеют гораздо меньшие линейные размеры, чем их нейтральные атомы: «валентный электрон», термальный атомом в процессе ионизации, находится в нейтральном атоме много дальше от центра атома, чем остальные электроны. Поэтому высказываются и такие предположения, что более легкой адсорбции ионов по сравнению с нейтральными атомами и молекулами способствуют также их меньшие размеры, позволяющие им легче проходить через наружные слои молекул твердого тела. В особенности это подчеркивается некоторыми авторами по отношению к водороду, так как протон имеет размеры в несколько порядков величины меньше атома водорода ²⁾. Однако увлекаться такими слишком упрощенными представлениями и выводиться из них далеко идущие заключения не следует, так как вопрос о «размерах», «сфере действия» и «длине свободного» пути ионов далеко не так прост.

4. Ионы газов должны обладать иными химическими свойствами, чем нейтральные атомы. Они могут быть химически более активны и легче вступать в соединения. Особенно существенно это обстоятельство в случае благородных газов.

Явлением жестчения пользуются для улучшения вакуума в готовых изделиях. Так называемая «тренировка» на более или менее высоком напряжении, или «выжигание», есть не что иное, как удаление остатков газа путем «жестчения».

При изготовлении ламп накаливания также пользуются исчезновением газа при явлениях газового разряда. Соответствующий производственный процесс носит там название «аблица». Нить пустотной лампы накаливания до ее монтажа покрывается слоем специально приготовленной химической смеси, называемой «getterом» и содержащей красочный фосфор. Лампа откачивается до давления порядка нескольких сотых мм Hg. При первом ее зажигании на концы нити подается пониженное напряжение, постепенно увеличиваемое вплоть до кратковременного перекала. С увеличением напряжения наступает момент,

1) Согласно уравнению: $\frac{mv^2}{2} = eU$.

2) Задевает в кристаллическую решетку атомов твердого тела «маленький» протон. После его нейтрализации обратно выбираться приходится «большому» атому.

когда газ внутри лампы вспыхивает голубоватым светом. Это свечение продолжается короткий промежуток времени (нормально в пределах до 30 сек.), в течение которого лампа жестится и давление в ней падает до порядка одной десяти тысячной доли миллиметра Hg и менее. Явление аблации при применении фосфора объясняется так. Красный фосфор не летуч и имеет незначительное давление паров. Но он всегда сопровождается некоторым количеством белого фосфора, гораздо более летучего. При накаливании нити лампа наполняется парами белого фосфора. Под действием электрического поля, созданного внутри лампы разницей потенциалов между концами нити, в наполняющей колбу лампы остаточном газе и парах фосфора происходит явление газового разряда. Если бы паров фосфора в лампе не было, то условия возникновения газового разряда были бы мало благоприятны вследствие недостаточно высокого давления остаточного газа. Во время разряда происходит жестчение, немалую роль при котором в данном случае играют химические реакции между фосфором и газом. Вместе с тем белый фосфор во время разряда переходит в красный. Последний, обладая малым давлением паров, садится на стеклянные стенки колбы, образуя на них тонкий сплошной слой. Этот слой фосфора покрывает собой слой адсорбированного уже газа и образует постепенно все новые и новые свежие поверхности, на которых происходит дальнейшее оседание газа благодаря процессам жестчения. После израсходования всего запаса фосфора на нити, разряд и сопровождающее его голубоватое свечение прекращаются, и дальнейшее жестчение идет за счет химических процессов раскаленного вольфрама. Остальные составные части геттера прибавляются к фосфору для того, чтобы сделать налет на колбе прозрачным. При применении одного лишь фосфора этот налет получается желтым. Слой использованного геттера сидит на поверхности колбы очень прочно, и поглощенный стенками газ отдается обратно лишь при нагревании свыше 300°C . Давление в лампе тотчас же после аблации зависит от качества геттера и условий напряжения, при которых протекал аблаци. Опыт показывает, что это давление пропорционально первоначальному давлению, существовавшему в лампе до аблации.

При изготовлении усилительных катодных ламп для удаления остаточных газов при одновременном обезгаживании металлических частей применяется основанный на химической реакции метод поглощения газов парами щелочных и щелочно-земельных металлов. Этот метод был применен первоначально в 1908 г. Содди, предложившим применение паров кальция, бария и стронция. В настоящее время применяется натрий и чаще всего магний. Обезгаживание магнием производится таким образом: кусочек магния при изготовлении лампы прикрепляется к аноду. После откачки насосом (в производственной обстановке и после откачки насосом) анод разогревается токами высокой частоты путем помещения лампы внутрь соединенной с колебательным контуром катушки. Происходит превращение магния в пары при одновременном выделении газа из анода. Пары магния образуют твердые при комнатной температуре химические соединения с остаточными газами и оседают на стенках колбы в виде блестящего металлического налета.

Весь процесс обезгаживания анода занимает при этом не более 10 минут и в этом отношении представляет большие преимущества перед методом обезгаживания электроной бомбардировкой.

§ 5. Изменение вакуума в стеклянных сосудах с течением времени. На любой насосной установке, служащей для получения высокого вакуума, нетрудно произвести такой опыт. Произвести откачку до «вакуума прилипания» в манометре Мак-Леода, отключить, например, при помощи ртутного крана насос от того пространства, в котором создано разрежение, и, производя последовательный ряд измерений, проследить за тем, что происходит со степенью вакуума в этом объеме. Быстрота изменения вакуума в этом случае будет зависеть от того, насколько хорошо пропеты во время откачки откачиваемый сосуд и различные части вакуум-аппаратуры, но во всяком случае давление будет постепенно возрастать, пока не достигнет по истечении некоторого времени порядка нескольких десятитысячных мм Hg. Это увеличение давления объясняется выделением газа, адсорбированного на стекле. Естественно предположить, что в готовых, отпаянных от насосной аппаратуры, вакуумных изделиях происходит то же самое. Этот вопрос был подвергнут детальному экспериментальному исследованию Кемпбеллом¹⁾. Кемпбелл пришел к следующему выводу.

В изделиях с чистыми стеклянными стенками — без каких бы то ни было металлических налетов — высокий вакуум с течением времени всегда портится, несмотря на самое тщательное обезгаживание стекла прогревом. Невозможно, как говорит Кемпбелл, сохранить в сосуде с чистыми стеклянными стенками давление порядка 10^{-6} мм Hg. Как бы верхние слои стекла ни были обезгажены, всегда происходит выделение водяных паров и углекислоты из более глубоких слоев. Получается так, как будто стекло всегда обладает некоторой упругостью паров воды и углекислоты. Это явление производит впечатление просачивания или проникновения через стекло из атмосферы паров воды и углекислоты. Но, если внутренняя поверхность колбы покрыта слоем распыленного металла, то такого выделения газов не происходит, и в отпаянном сосуде можно сохранить давление и ниже 10^{-6} мм Hg. Практически образование металлического слоя на стекле получается непросто, если процессы откачки или обработки данного прибора на насосной установке сопровождаются частичным испарением или распылением металлических частей прибора. Если не требуется, чтобы колба прибора была прозрачна, то нужный металлический слой получается путем применения описанного выше метода распыления магния. Распыленный на внутренней поверхности колбы металлический слой не только препятствует выделению газа из стекла, но и сам поглощает газ, выделяющийся в дальнейшем из внутренних частей прибора.

ГЛАВА ШЕСТАЯ.

Общие принципы и детали устройства насосных установок.

§ 1. Законы протекания газа по трубкам. Мы уже выяснили детально в первой главе этой книги разницу в поведении газов при больших давлениях, когда длина свободного пути L много меньше диаметра трубки, по которой движется газ, и при низких давлениях, когда, наоборот, L очень велико по сравнению с диаметром трубки. В первом случае скорость u протекания газа по трубке определяется законом Пуазейля:

$$u = \frac{\pi P D^4}{128 \eta l} (p_2 - p_1). \quad (1)$$

Во втором — эта формула, основанная на гидродинамике и, следовательно, на законах движения газа, как сплошной среды, не может быть справедливой, так как мы имеем в этом случае дело с движением отдельных молекул газа, почти не сталкивающихся между собой, а лишь со стенками трубки. Закон, выражающий скорость движения газа по трубке, в этом случае дан Кнудсенom. Для окончательного вывода не безразлично, как происходит соударение молекул со стенкой. Представление об этом соударении, как об ударе упругого шара о неподвижную стенку, приводит к результатам, не соответствующим экспериментальным данным. В основу вывода законов движения газа по трубкам, данного Кнудсенom, положено предположение, что направление и скорость молекулы, движущейся от стенки, совершенно не зависят от направления и скорости той же самой, а равно и других молекул при движении по направлению к стенке, причем скорости «отскакивающих» от стенки молекул распределены между ними согласно закону Максвелла, а число молекул, летящих от стенки по какому-либо направлению, равно в среднем числу молекул, подлетающих по этому направлению к стенке. Как мы видели на стр. 36, это последнее число пропорционально косинусу угла между направлением движения молекулы и нормалью к стенке. Предположение Кнудсена находится в согласии с воззрениями Ленгмюра на процессы, происходящие на стенке. По Ленгмюру на границе между твердой стенкой и газом находится мономолекулярный слой адсорбированного газа. Подлетающая к стенке молекула садится на нее, увеличивая слой газа. Под действием теплового движения отдельные молекулы отрываются от стенки. Таким образом, одни молекулы садятся на стенку, другие же от нее отрываются. Между числом тех и других молекул устанавли-

ливается подвижное равновесие, аналогично тому, как это происходит при испарении на поверхности жидкости. Как и в этом последнем случае, между скоростью и направлением подлетающей к поверхности молекулы и скоростью и направлением молекулы отлетающей нет никакой связи. Время пребывания молекулы в адсорбированном слое также не зависит от этих величин и подчиняется наравне с ними законам случая. Полная беспорядочность движения молекул, отрывающихся от стенки, равноценность всех направлений при этом движении и подчинение всего явления лишь законам случая приводят к закону косинуса и к вытекающей из него формуле (66) (стр. 37), в данном случае в применении к числу отрывающихся от 1 см^2 поверхности стенки в 1 сек. молекул, совершенно так же, как те же факторы приводят к этим законам в отношении к числу удаляющихся об единицу поверхности стенки в 1 сек. молекул.

Мы приведем здесь вывод формулы Кнудсена III, данный Лоренцом в его курсе теоретической физики ¹³⁾, так как этот вывод, хотя с математической стороны несколько более сложный, чем вывод Кнудсена, физически гораздо нагляднее. Пусть MN представляет собой цилиндрическую трубку (фиг. 65). Подсчитаем число молекул газа, проходящих через сечение этой трубки, или, точнее говоря, избыток числа молекул, проходящих через сечение AB в направлении стрелки, над числом молекул, проходящих через то же сечение в противоположном направлении. Ось X проведем по оси цилиндрической трубки и за положительное ее направление будем принимать направление стрелки. Возьмем на сечении AB в точке P элемент поверхности $d\sigma$, а на цилиндрической поверхности трубки в точке Q элемент поверхности $d\sigma_1$. Из P , как из вершины, построим телесный угол $d\omega$, охватывающий элемент $d\sigma_1$, а из Q — телесный угол $d\omega_1$, охватывающий элемент $d\sigma$. Угол между прямой PQ и осью цилиндра назовем через ϑ , а угол между той же прямой и нормалью к поверхности цилиндра в точке Q — через ϑ_1 . Проводя через точки P и Q две сферы с центрами соответственно в Q и P , убеждаемся, что наши телесные углы $d\omega$ и $d\omega_1$ вырезают на этих сферах площади, равные $d\sigma_1 \cos \vartheta_1$ и $d\sigma \cos \vartheta$. Следовательно, величина этих углов будет:

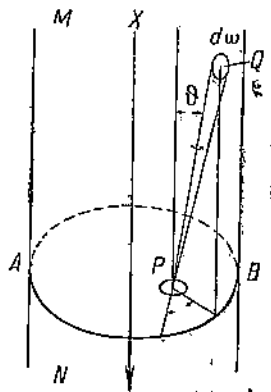
$$d\omega = \frac{\cos \vartheta_1 d\sigma_1}{r^2} \quad \text{и} \quad d\omega_1 = \frac{\cos \vartheta d\sigma}{r^2}, \quad (2)$$

где r равно длине отрезка PQ .

Перемножая равенства (2) крест-накрест и умножая обе части на r^2 , находим:

$$\cos \vartheta_1 d\sigma_1 d\omega_1 = \cos \vartheta d\sigma d\omega. \quad (3)$$

Обозначим через n число молекул газа в 1 см^3 в точке Q . Так как число молекул, попадающих из газа в 1 сек. на 1 см^2 стенки, равно



Фиг. 65.

$\frac{1}{4} \bar{n} c$ и так как при установившемся режиме число молекул, покидающих стенку, равно числу молекул, попадающих на нее, то мы заключаем, что в 1 сек. с элемента поверхности стенки $d\sigma_1$ отлетает $\frac{1}{4} \bar{n} c d\sigma$ молекул. Согласно закону косинуса (63) (стр. 36) из этого числа

$$dn_{\sigma_1} = \frac{1}{4\pi} \bar{n} c d\omega_1 d\sigma_1 \cos \vartheta_1 \text{ молекул} \quad (4)$$

летит внутри телесного угла $d\omega_1$ и проходит через элемент $d\sigma$ сечения AB трубы MN . Мы принимаем здесь, что все молекулы, начавшие свое движение от элемента $d\sigma_1$, долетают до $d\sigma$, потому что весь расчет мы ведем для того случая, когда длина свободного пути молекул во много раз больше диаметра трубы, и следовательно, столкновениями молекул между собой на пути QP можно пренебречь. Пользуясь соотношением (3), преобразуем (4):

$$dn_{\sigma_1} = \frac{\bar{n} c}{4\pi} \cos \vartheta d\sigma d\omega. \quad (5)$$

Для того чтобы найти общее число молекул газа, проходящих через сечение AB , надо суммировать числа молекул, проходящих через элемент $d\sigma$ и начинающих свое движение со всех реальных элементов поверхности цилиндрической трубы. При этом числа, относящиеся к молекулам, двигающимся в направлении стрелки, надо брать со знаком плюс, в противоположном направлении — со знаком минус. Затем надо просуммировать результат для всех элементов сечения AB , т. е. надо проинтегрировать полученное выражение по всей площади AB . Коротко говоря, чтобы найти избыток молекул, проходящих через сечение AB в направлении стрелки, надо взять интеграл

$$R = \int d\sigma \int d\omega \frac{\bar{n} c}{4\pi} \cos \vartheta, \quad (6)$$

соблюдая указанное выше правило относительно знаков. Из условий симметрии задачи очевидно, что если n постоянно вдоль по всей длине трубы, то интеграл (6), взятый для всех $d\omega$, оси которых направлены на фиг. 65 вверх, равен тому же интегралу, взятому для всех $d\omega$, направленных вниз, так как $\cos(-\vartheta) = \cos \vartheta$, или, другими словами, число молекул, проходящих через сечение AB в направлении стрелки, равно числу молекул, проходящих через то же сечение в обратном направлении; никакого избытка молекул, двигающихся сверху вниз, а потому и никакого движения газа как целого в трубке нет. Газ будет «течь по трубке» только в том случае, если число молекул газа в единице объема, а следовательно, и давление газа неодинаково на обоих концах трубы. При установившемся движении газа по цилиндрической трубке с одинаковым во всех местах сечением градиент давления будет один и тот же во всех точках трубы, так как иначе в разных сечениях мы получили бы разную скорость про-

текания газа и процесс был бы нестационарный. Следовательно, вдоль оси X как p , так и n изменяются пропорционально x . Обозначив число молекул в 1 см^3 , соответствующее сечению AB , через n_0 , можем написать:

$$n = n_0 - x \frac{dn}{dx}; \quad (7)$$

минус потому, что для того, чтобы газ как целое двигался в положительном направлении оси X , надо, чтобы p и n убывали в этом направлении. Нетрудно видеть, что $x = r \operatorname{ctg} \vartheta$ и, следовательно:

$$n = n_0 - r \cdot \operatorname{ctg} \vartheta \frac{dn}{dx}. \quad (8)$$

Подставляя это значение в (6), имеем:

$$R = \int d\sigma \int d\omega \frac{n_0 c}{4\pi} \cos \vartheta - \int d\sigma \int d\omega \frac{c}{4\pi} r \operatorname{ctg} \vartheta \cos \vartheta \frac{dn}{dx}. \quad (9)$$

Первый интеграл в выражении (9) ничем не отличается от интеграла (6) при постоянном n . Поэтому при подсчете избытка молекул, проходящих через сечение AB в направлении стрелки, этот интеграл дает в итоге нуль. Обозначая произведение постоянных множителей, входящих во второй интеграл, $\frac{c}{4\pi} \frac{dn}{dx}$ через A , можем написать:

$$R = -A \int d\sigma \int d\omega r \cos \vartheta \operatorname{ctg} \vartheta. \quad (10)$$

Обозначим значение интеграла R , распространенного на все $d\omega$, направленные вверх от сечения AB , через R_1 , а значение того же интеграла, распространенного на все направления вниз от AB — через R_2 . Условия симметрии задачи приводят опять к тому, что абсолютная величина R_1 равна абсолютной величине R_2 , но знаки их будут различные, так как $\cos(-\vartheta) = \cos \vartheta$, а $\operatorname{ctg}(-\vartheta) = -\operatorname{ctg} \vartheta$ и потому каждый элемент интеграла R_1 имеет знак, противоположный знаку соответствующего элемента интеграла R_2 . R_1 соответствует числу молекул, проходящих через сечение AB сверху вниз, R_2 — числу молекул, проходящих через то же сечение снизу вверх. Для подсчета избытка S молекул, проходящих через сечение AB сверху вниз, надо взять разность

$$S = R_1 - R_2,$$

так как мы только что установили $R_2 = -R_1$, то:

$$S = 2R_1 = -2A \int d\sigma \int d\omega r \cos \vartheta \operatorname{ctg} \vartheta d\omega, \quad (11)$$

где интеграл распространен лишь на все $d\omega$, направленные вверх от сечения AB .

Проведем сферу радиусом, равным единице, с центром в P (фиг. 66) и введем новую координату: угол φ в плоскости сечения AB между проходящим через P диаметром этого сечения и направлением от P к Q_0 — проекции точки Q на AB , легко убедиться, что

$$d\omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (12)$$

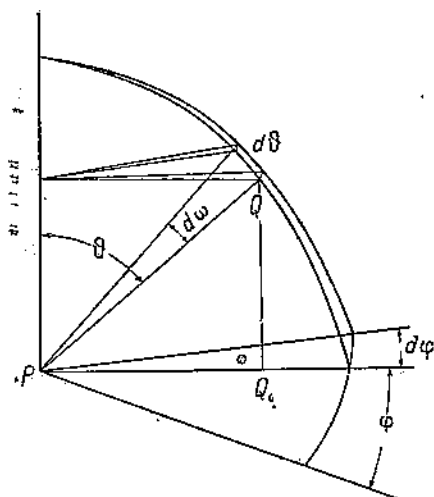
Подставляя это значение $d\omega$ в (11), находим:

$$S = -2A \int d\vartheta \int d\varphi r \cos^2 \vartheta.$$

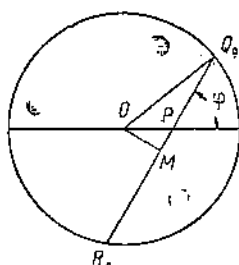
Так как r от ϑ не зависит, то, беря интеграл по $d\vartheta$ от 0 до $\frac{\pi}{2}$, что соответствует всевозможным $d\omega$, направленным вверх, получаем:

$$\frac{S}{A} = \frac{\pi}{2} \int d\varphi \int_0^{2\pi} r d\varphi. \quad (13)$$

Чтобы вычислить интеграл (13), изобразим сечение AB трубы на



Фиг. 66.



Фиг. 67.

фиг. 67. Проведем через точку P хорду $Q_0 R_0$ и обозначим PQ_0 через r_1 , а PR_0 через r_2 . В $\int_0^{2\pi} r d\varphi$ соединим попарно элементы, соответствующие направлениям PQ_0 и PR_0 . Сумма каждой двух таких элементов даст:

$$r_1 d\varphi + r_2 d\varphi = (r_1 + r_2) d\varphi = R d\varphi,$$

где $R = r_1 + r_2$. Все r_1 соответствуют значениям φ от 0 до π , все r_2 — значениям от π до 2π . Весь интеграл $\int_0^{2\pi} r d\varphi$ можно, таким образом, заменить через $\int_0^{\pi} R d\varphi$. Так что

$$\frac{S}{A} = \frac{\pi}{2} \int d\vartheta \int_0^{\pi} R d\varphi. \quad (14)$$

Обозначим расстояние OP через l , радиус трубки через a и опустим перпендикуляр OM из центра O на хорду R_0Q_0 . Из треугольников OMQ_0 и OMP имеем:

$$R = Q_0R_0 = 2\sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi}. \quad (15)$$

Подставляя в (14), найдем:

$$\frac{S}{A} = \pi \int d\varphi \int_0^\pi \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} d\varphi. \quad (16)$$

Возьмем на плоскости сечения AB элементарное кольцо с внутренним радиусом l и внешним $l + dl$. Значение $\int_0^\pi \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$ будет одинаково для всех элементов этого кольца. Поэтому интегриацию по $d\sigma$ мы можем произвести сначала по каждому такому кольцу в отдельности, суммируя затем результаты интегриации по отдельным кольцам, т. е. интегрируя по dl . Так как площадь каждого кольца равна $2\pi l dl$, то это даст нам:

$$\frac{S}{A} = \pi \int_0^a 2\pi l dl \int_0^\pi \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$$

или, переменив порядок интегриации:

$$\frac{S}{A} = 2\pi^2 \int_0^\pi d\varphi \int_0^a \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} l dl.$$

Вводя новое переменное $z = l^2$, находим:

$$\begin{aligned} \int_0^a \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} l dl &= \frac{1}{2} \int_0^{a^2} (a^2 - z \sin^2 \varphi)^{\frac{1}{2}} dz = \\ &= -\frac{1}{2} \frac{2}{3 \sin^2 \varphi} \left|_0^{a^2} (a^2 - \sin^2 \varphi z)^{\frac{3}{2}} \right. = -\frac{1}{3 \sin^2 \varphi} \left\{ (a^2 - a^2 \sin^2 \varphi)^{\frac{3}{2}} - a^3 \right\} = \\ &= -\frac{a^3}{3 \sin^2 \varphi} \left\{ (1 - \sin^2 \varphi)^{\frac{3}{2}} - 1 \right\} = -\frac{a^3 (\cos^3 \varphi - 1)}{3 \sin^2 \varphi} \end{aligned}$$

и далее:

$$\frac{S}{A} = \frac{4}{3} \pi^2 a^3 \int_0^\pi \frac{1 - \cos^3 \varphi}{\sin^2 \varphi} d\varphi,$$

и так как

$$\cos^3 \varphi = \cos \varphi (1 - \sin^2 \varphi) = \cos \varphi - \cos \varphi \sin^2 \varphi,$$

то

$$\frac{S}{A} = \frac{4}{3} \pi^2 a^3 \int_0^\pi \left(\frac{1 - \cos \varphi}{\sin^2 \varphi} + \cos \varphi \right) d\varphi = \frac{4}{3} \pi^2 a^3 \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}} + \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \varphi d\varphi \right\},$$

$$\frac{S}{A} = \frac{4}{3} \pi^2 a^3 \left\{ \left|_0^{\frac{\pi}{2}} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} + \left|_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \right. \right\} = \frac{8}{3} \pi^2 a^3. \quad (17)$$

$$S = A \frac{8}{3} \pi^2 a^3 = \frac{2}{3} \pi a^3 \bar{c} \frac{dn}{dx}. \quad (18)$$

Мы знаем, что n и давление газа p связаны соотношением:

$$p = \frac{1}{3} mn\bar{c}^2 = \frac{1}{3} m n G^2. \quad (19)$$

Отсюда:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{3}{mG^2} \frac{dp}{dx}. \quad (20)$$

Вставляем в (18):

$$S = \frac{2\pi a^2 \bar{c}}{mG^2} \frac{dp}{dx} = 2\pi \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \frac{a^3}{mG} \frac{dp}{dx},$$

так как $\bar{c} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} G$ [формула (29) стр. 24]. S — избыток числа молекул газа, проходящих в 1 сек. сечение AB в направлении стрелки, над числом молекул, проходящих то же сечение в противоположном направлении, а m — масса отдельной молекулы газа, поэтому вся масса газа, протекающего через сечение AB в течение 1 сек. в направлении стрелки, будет:

$$Q = Sm = 4 \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{a^3}{G} \frac{dp}{dx}. \quad (21)$$

Если в (19) положить p равным 1 бару и обозначить через ρ_1 плотность газа при давлении в 1 бар, то, так как $mn = \rho$, будем иметь:

$$\frac{1}{3} \rho_1 G^2 = 1 \text{ или } G = \sqrt{\frac{3}{\rho_1}}.$$

Вставляя это значение в (21), найдем:

$$Q = 4 \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{V \rho_1}{\sqrt{\frac{3}{\rho_1}}} a^3 \frac{dp}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} V \rho_1 a^3 \frac{dp}{dx}. \quad (22)$$

Объем газа V , протекающего через поперечное сечение трубы в течение 1 сек., измеренный при давлении в 1 бар, будет $V = \frac{Q}{\rho_1}$. Этому же равно и произведение объема на давление.

Выражая давление газа через произведение объема на давление и обозначая количество газа, протекающего через поперечное сечение трубы, измеренное в этих единицах, через U , найдем:

$$U = \frac{Q}{\rho_1} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{a^3}{V \rho_1} \frac{dp}{dx}, \quad (23)$$

или, обозначая длину трубы через l , а давления на ее концах через p_2 и p_1 :

$$U = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{a^3}{V \rho_1 l} (p_2 - p_1). \quad (24)$$

Количество газа U_1 , протекающего через цилиндрическую трубку диаметром D и длиной l в 1 сек. при разности давления на концах трубы в 1 бар, будет:

$$U_1 = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{a^3}{V \rho_1 l} = \frac{1}{6} \sqrt{2\pi} \frac{1}{V \rho_1} \frac{D^3}{l}. \quad (25)$$

Выражение (24) можно переписать так:

$$U = U_1 (p_2 - p_1). \quad (26)$$

Формулы (24), (25) и (26) выражают собой закон протекания газа по трубкам (закон Кнудсена). Как показывает вывод, этот закон имеет место в том случае, когда длина свободного пути много больше диаметра трубки. Характерная черта закона Кнудсена состоит в том, что количество протекающего газа определяется лишь разницей давлений на обоих концах трубки, но не зависит от самой величины давления газа в трубке, как это имеет место в законе Пуазейля. В современных насосах высокого вакуума насос удаляет *все* молекулы, поступающие в него (как мы видели, говоря о конденсационном насосе, это справедливо по расчетам Ленгмюра до 10^{-20} части всех молекул). Поэтому предел достижимого разрежения и скорость откачки определяются исключительно количеством молекул, поступающих в насос через его входное отверстие и через трубку, соединяющую его с откачиваемым сосудом. Давление газа у входа трубки в насос мы можем приравнять, вследствие его малости, нулю. Тогда количество газа, протекающего через трубку из откачиваемого сосуда в насос, будет пропорционально давлению газа в сосуде. С уменьшением этого давления будет уменьшаться количество протекающего газа и $\frac{dp}{dx}$, но скорость действия насоса, определяемая формулой (1) (стр. 43), содержащей p в знаменателе, будет оставаться постоянной. На этом как раз и основана возможность получить при помощи современных насосов сколь угодно высокий вакуум в зависимости лишь от количества газа, выделяемого стеклянными стенками и другими частями аппаратуры. Действительно, давление в откачиваемом сосуде перестанет уменьшаться, т. е. возможный предел разрежения будет достигнут, когда количество газа, выделяющегося со стенок, окажется равным количеству газа, протекающего по трубке. При этом и том же количестве выделяющегося газа конечное давление в откачиваемом сосуде будет тем ниже, чем шире и короче трубка, соединяющая этот сосуд с насосом, и чем шире входное отверстие насоса. Так как совершенно условно, какую точку входной трубки считать за начало трубки, соединяющей насос с откачиваемым сосудом, то понятно, что и «скорость действия насоса» по отношению к конденсационным насосам является понятием условным. Если, однако, иметь в виду насос определенного типа с определенной минимальной длиной входной трубки, то можно говорить об определенной скорости S_1 действия насоса. Между этой скоростью, пропускной способностью U_1 всей вакуум-аппаратуры от насоса до откачиваемого предмета и общей скоростью откачки, т. е. скоростью действия всей откачной установки, существует соотношение, которое можно вывести следующим образом. Пусть P будет насос, Q — откачиваемый сосуд, AB — соединительная трубка. Давление на конце B трубки у сосуда — p_2 , на конце A у насоса — p_1 . Пусть за некоторый малый промежуток времени dt на конце B в трубку входят объем газа dv_2 , на конце A из трубки выходит в насос объем газа dv_1 . При стадио-

нарном режиме откачки количество поступающего в трубку газа должно быть равно количеству выходящего из нее. Так как по закону Бойля-Мариотта произведение объема и давления при постоянной температуре для одного и того же количества газа есть величина постоянная и так как $p_2 dv_2$ есть не что иное, как количество газа, протекающего через трубку в течение времени dt при разности давлений $(p_2 - p_1)$, то:

$$p_1 dv_1 = p_2 dv_2 = U_1 (p_2 - p_1) dt. \quad (27)$$

Разделим все части равенств (27) на dt и заметим, что $\frac{dv_1}{dt}$ есть не что иное, как скорость действия насоса, а $\frac{dv_2}{dt}$ совершенно аналогично есть скорость S_2 действия всей откачной установки. Будем иметь:

$$p_1 S_1 = p_2 S_2 = U_1 (p_2 - p_1). \quad (28)$$

Напишем отдельно:

$$p_1 S_1 = p_2 S_2, \quad (29)$$

и

$$p_2 S_2 = U_1 (p_2 - p_1). \quad (30)$$

Разделим равенство (29) почленно на $S_1 S_2$, а (30) почленно на $S_2 U_1$. Получим:

$$\frac{p_1}{S_2} = \frac{p_2}{S_1} \quad \text{и} \quad \frac{p_2}{U_1} = \frac{p_2}{S_2} - \frac{p_1}{S_2}.$$

Заменяя на основании первого из этих равенств во втором $\frac{p_1}{S_2}$ через $\frac{p_2}{S_1}$ найдем:

$$\frac{1}{S_2} = \frac{1}{S_1} + \frac{1}{U_1}. \quad (31)$$

Равенство (31) говорит нам, что для того, чтобы найти скорость действия всей откачной установки, надо найти ее обратную величину, сложив обратные величины скорости действия насоса и пропускной способности трубки. Вследствие аналогии закона протекания газа по трубке (26) с законом Ома естественно называть величины $\frac{1}{S_1}$, $\frac{1}{S_2}$ и $\frac{1}{U_1}$ сопротивления протеканию га а насоса, всей установки и трубки и формулировать только что указанное правило так: для того чтобы найти сопротивление, оказываемое протеканию газа всей откачной установкой, надо сложить сопротивление насоса и сопротивление трубки.

Из (31) следует:

$$S_2 = \frac{S_1 U_1}{S_1 + U_1} = \frac{U_1}{1 + \frac{U_1}{S_1}}. \quad (32)$$

Равенство (32) показывает, что при большой скорости S_1 действия насоса и малой пропускной способности U_1 трубки скорость дей-

ствия всей откачной установки будет определяться пропускной способностью трубки и будет лишь очень мало от нее отличаться — тем меньше, чем меньше $\frac{U_1}{S_1}$ по сравнению с единицей. Поэтому нет никакого смысла стремиться для достижения быстрой откачки к применению насосов большой мощности или включать несколько насосов параллельно, если одновременно не пользоваться чрезвычайно широкими и короткими соединительными трубками между насосом и откачиваемым сосудом. Чтобы охарактеризовать это обстоятельство с количественной стороны, приведем такие цифры. Пропускная способность трубки длиной в 10 см и диаметром в 1 см для азота при температуре 0°С согласно формуле (25) оказывается равной 1190 см³/сек. Это приводит при применении насоса со скоростью действия S_1 , равной 2000 см³/сек, к скорости откачки лишь в 746 см³/сек. Трубка того же диаметра длиной в 1 м понизит скорость откачки до 112 см³/сек. Отсюда вытекает, что трубки, соединяющие насос высокого вакуума с откачиваемым сосудом, надо брать возможно большего диаметра. Верхний предел этого диаметра практически определяется лишь увеличением трудности стекловдушной работы при спайке широких трубок на установке. Обычно при лабораторных работах применяются трубки диаметром 1,5—2 см.

Другое практически чрезвычайно важное следствие, которое вытекает из закона протекания газа по трубкам, заключается в том, что короткая, но узкая часть трубки может обладать большим сопротивлением, чем вся остальная часть вакуумной аппаратуры, и очень сильно понижать пропускную способность всей откачной системы. Так, узкий ход в кране диаметром 1 мм и длиной 1 см имеет то же сопротивление, что и трубка диаметром 1 см и длиной 10 м или трубка диаметром 2 см и длиной 80 м. Такой кран, включенный в откачную систему, в рассмотренном выше численном примере понизит скорость откачки при $S_1 = 2000$ см³/сек и трубке $\varnothing = 1$ см и длиной 1 м с 112 до 11 см³/сек, а при $\varnothing = 1$ см и длине 10 см с 746 до 12 см³/сек.

Кнудсен не ограничился выводом закона протекания газа по трубкам при очень низких давлениях, но и проверил этот закон экспериментально. Вместе с тем он установил полуэмпирическую формулу, имеющую место для того случая, когда свободная длина пути молекул не исчезающе мала по сравнению с диаметром трубки. Эта формула имеет вид:

$$U_1 = \frac{\pi D^3 p}{128 \eta l} + \frac{1}{6} \sqrt{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\rho_1}} \frac{D^3}{l} \frac{1 + \frac{\sqrt{\rho_1} p D}{\eta}}{1 + 1,24 \frac{\sqrt{\rho_1} p D}{\eta}} \quad (33)$$

Разделив числители и знаменатели последней дроби второго члена правой части этого равенства на p^1 , нетрудно убедиться, что при большом p второй член правой части становится исчезающе малым по

1) p здесь имеет то же значение, что и в законе Пуазейля, т. е. $p = \frac{p_2 + p_1}{2}$ — среднее давление в трубке.

сравнению с первым и вся формула превращается в закон Пуазейля. При очень малом p последняя дробь второго члена правой части обращается в единицу, первый член становится исчезающе малым по сравнению со вторым и вся формула превращается в закон Кнудсена. При средних значениях p приходится пользоваться полной формулой (33). Для упрощения практических вычислений можно запомнить, что согласно результатам измерений Кнудсена ошибка, просящаяся от применения формулы (26) вместо формулы (33), не превосходит 5% подсчитываемой скорости течения газа, если между длиной свободного пути молекулы L и диаметром трубы существует соотношение

$$\frac{D}{L} \leq 0,4.$$

§ 2. Сопротивление узким отверстиям движению газа.

Если мы имеем маленькое отверстие хотя бы в очень тонкой стенке, то такое отверстие обладает довольно малой пропускной способностью для газа. Допустим, что в перегородке, отделяющей газ, находящийся под давлением p_1 (плотность ρ_1), от того же газа под давлением p_2 (плотность ρ_2), имеется отверстие, линейные размеры которого много меньше, чем длина свободного пути молекул; температуру газа примем одинаковой по обе стороны отверстия. Площадь отверстия обозначим через A . Применяя формулу $n_1 = \frac{1}{4} n \bar{c}$, определяющую число молекул, проходящих через единицу плоской поверхности, взятой внутри газа, и принимая во внимание, что количество газа Q , протекающее в единицу времени через отверстие A в направлении от газа с большим давлением к газу с меньшим давлением, равно массе молекул, проходящих через A по этому направлению, минус масса молекул, проходящих через то же отверстие в обратном направлении, находим:

$$Q = A \left(\frac{1}{4} n_2 \bar{c} m - \frac{1}{4} n_1 \bar{c} m \right) = \frac{1}{4} \bar{c} (\rho_2 - \rho_1) A, \quad (34)$$

но

$$\rho_2 = \frac{M}{V_2} = \frac{M p_2}{RT}; \quad \rho_1 = \frac{M p_1}{RT}; \quad \rho_0 = \frac{M}{RT}, \quad (35)$$

где ρ_0 — плотность того же газа при давлении в 1 бар,

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} G = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \sqrt{\frac{3RT}{M}} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{RT}{M}. \quad (36)$$

Подставляя в равенство (34) значения ρ_1 и ρ_2 из выражений (35) и с из равенства (36), получаем:

$$Q = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{RT}{M} \frac{M}{RT} (p_2 - p_1) A = A (p_2 - p_1) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}.$$

И, заменяя $\frac{M}{RT}$ через ρ_0 , имеем:

$$Q = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} (p_2 - p_1) \sqrt{\rho_0}.$$

Определяя количество газа через произведение объема на давление U , находим:

$$U = \frac{Q}{\rho} p = \frac{Q}{\rho_0} = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{V \rho_0} (p_2 - p_1). \quad (37)$$

Перепишывая эту формулу в виде, аналогичном закону Кнудсена, получаем:

$$U = U_1 (p_2 - p_1) = \frac{1}{V \rho_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi/A}} (p_2 - p_1) = \frac{1}{V \rho_0} \frac{p_2 - p_1}{W}, \quad (38)$$

где $W \sqrt{V \rho_0}$ есть сопротивление узкого отверстия протеканию газа. В случае трубки при точном подсчете необходимо учитывать как сопротивление самой трубки, так и сопротивление входного и выходного ее отверстий. Общее сопротивление равно сумме этих трех сопротивлений.

§ 3. Зависимость давления от температуры в разных частях вакуум-аппаратуры. Явление термической эффузии. Представим себе, что у нас имеется два сосуда A и B , соединенных трубкой C (фиг. 68). Пусть сосуд A находится при температуре T_2 , а сосуд B — при температуре T_1 . Давления в сосудах пусть будут соответственно p_2 и p_1 . Если давление в нашем приборе достаточно велико, чтобы длина свободного пути молекул была много меньше линейных размеров сосудов и трубки, то, применяя к этому случаю общие законы равновесия газов, находим, что должно иметь место равенство

$$p_2 = p_1. \quad (39)$$

Пользуясь далее уравнением состояния газов $pV = RT$, находим для плотностей газа в A и B соотношение:

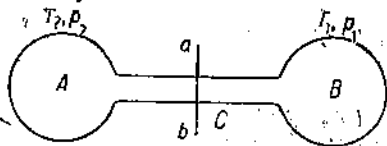
$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{T_2}{T_1},$$

и, следовательно, на основании (39):

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (40)$$

т. е. при одинаковых давлениях плотность газа обратно пропорциональна абсолютной температуре.

Более глубокий анализ происходящих при наличии такого «равновесия» явлений показывает, что в данном случае равновесие устанавливается в результате того, что через поперечное сечение ab трубки C протекает в течение 1 сек. равное количество газа как справа налево, так и слева направо. При этом оказывается, что около стенок трубки газ движется по направлению от сосуда с более



низкой температурой и сосуду с более высокой температурой; вдоль по оси трубки движение газа обратное. Равенство давлений выражается в том, что справа и слева от любого сечения трубки C равны средние значения давлений.

Если длина свободного пути много больше, чем диаметр трубки C , то такого двойного течения в ней установиться не может, так как каждая молекула свободно летит от стенки до стенки. Чтобы установить условия равновесия газа в этом случае, надо написать условие, что через поперечное сечение трубки ab проходит одинаковое число молекул как слева направо, так и справа налево. Чтобы упростить задачу, предположим, что температура газа имеет величину T_2 как в сосуде A , так и в левой части трубки вплоть до сечения ab , и величину T_1 — в сосуде B и в правой части трубки C вплоть до того же сечения. Пусть числа молекул в единице объема и средние арифметические скорости молекул в A и B будут соответственно равны n_2 , Ω_2 и n_1 , Ω_1 . Приравнявая число молекул, проходящих через единицу поверхности сечения ab слева направо, числу молекул, проходящих через ту же единицу поверхности справа налево, имеем:

$$\frac{1}{4} n_2 \Omega_2 = \frac{1}{4} n_1 \Omega_1, \quad (41)$$

и, следовательно,

$$n_2 \Omega_2 = n_1 \Omega_1.$$

Далее, умножая левую и правую части этого равенства на массу отдельной молекулы m , находим:

$$\rho_2 \Omega_2 = \rho_1 \Omega_1;$$

отсюда:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\Omega_2}{\Omega_1} = \frac{G_2}{G_1},$$

и окончательно:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}, \quad (42)$$

т. е. при равновесии плотности газа в сосудах A и B обратно пропорциональны корням квадратным из абсолютных температур.

Если температура газа меняется вдоль трубки C непрерывно, как это имеет место в действительности, то в случае равновесия равенство (41) опять должно иметь место для любого сечения трубки C , если под $\Omega_2 n_2$ и $\Omega_1 n_1$ подразумевать величины, относящиеся к соседним с сечением ab слоям справа и слева. Следовательно, величина Ωn должна оставаться постоянной вдоль всей трубки C , и, следовательно, относя попрежнему индексам 2 и 1 к сосудах A и B (температуры T_2 и T_1), мы опять имеем:

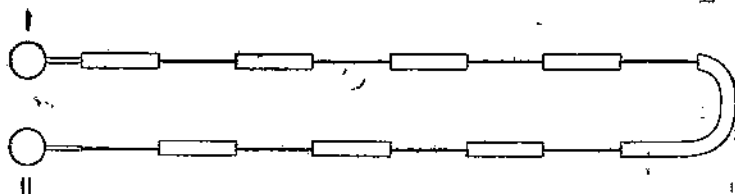
$$\Omega_1 n_1 = \Omega_2 n_2.$$

Отсюда вытекает попрежнему равенство (42). Соотношение это было впервые выведено в 70-х годах XIX столетия, но затем оставалось

без внимания и вновь было подтверждено Кнудсеном в 1910 г. Это соотношение справедливо в точности только в случае, когда длина свободного пути во много раз больше диаметра трубки. Кнудсен [1] дал не только более строгий вывод формулы (42), чем изложенные выше соображения, но также дал формулы: 1) для случая, когда длина свободного пути меньше диаметра трубки, но еще недостаточно мала, чтобы имело место равенство (40), и 2) для переходного случая, когда длина свободного пути соизмерима с диаметром трубки, но еще недостаточно велика, чтобы имело место равенство (42). В этом последнем случае формула Кнудсена имеет вид:

$$\frac{dp}{p} = \frac{3}{8} K \frac{1}{1 + \frac{2R}{L}} \frac{dT}{T}, \quad (43)$$

где R — радиус трубки, L — длина свободного пути, K — численный коэффициент, слегка меняющийся с изменением отношения $\frac{2R}{L}$ и стре-



Фиг. 69.

мящийся к $\frac{4}{3}$, когда $\frac{2R}{L}$ стремится к нулю. В последнем случае формула (43) приводит к выражению (42). Справедливость выведенных им формул Кнудсен проверил на опыте, схема которого представлена на фиг. 69.

Два манометра Мак-Леода соединены системой последовательных широких (диаметром 11,2 мм) и узких (капилляры диаметром 0,374 мм) трубок. Каждый снай, в котором, если идти от манометра I к манометру II, широкая трубка переходила в узкую, нагревался электрической печкой до 500° С. Другая серия поверочных опытов была произведена путем сравнения давлений, устанавливающихся по обе стороны пробки длиной 7,6 см из пористого материала, причем по одну сторону этой пробки поддерживали температуру 22° С, а по другую — 250° С. Эти опыты дали хорошее подтверждение формулы (42).

Качественно явление «термической эффузии» (этим именем называют описанное явление образования в разреженном газе разности давлений вследствие разности температур) можно иллюстрировать таким опытом. Пористая фарфоровая трубка A (фиг. 70), закрытая с одного конца, другим концом присоединена к манометру BC . Внутри этой трубки помещают электрическую печь D . При приведении печи в действие внутренняя поверхность трубки A становится теплее наружной; в порах стенки происходит явление термической эффузии: воздух через поры

проникает извне в трубку A , и давление в этой трубке повышается, заставляя подниматься ртуть в манометре BC .

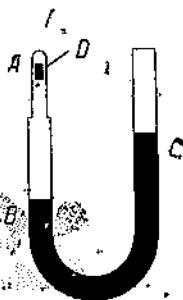
Чтобы показать, насколько необходимо учитывать явление термической эффузии при измерении давлений, допустим, что мы хотим знать давление p в такой части прибора, которая находится при температуре 500°C (например в печи), в то время как температура в манометре равна 15°C . В таком случае, если истинное давление примем за p_1 , а давление в манометре за p_2 , формула

$$\frac{p_1}{p_2} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

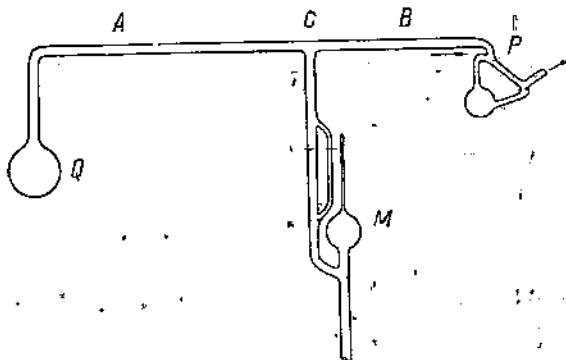
дает нам:

$$p_1 = p_2 \sqrt{\frac{773}{288}} \approx 1,64 p_2,$$

т. е. в показание нашего манометра вследствие явления термической эффузии придется ввести поправку в 64% . Заметим здесь же, что и



Фиг. 70.



Фиг. 71.

в том случае, когда манометр и сосуд, в котором измеряется давление, находятся при одной и той же температуре, принимать за давление в сосуде давление, показываемое манометром, можно лишь в том случае, если мы измеряем установившееся давление при отсутствии откачки (при закрытых кранах). Если же у нас происходит откачка и, следовательно, движение газа по трубке AB (Фиг. 71), то вдоль этой трубки существует падение давления от Q к P , и манометр M покажет давление, среднее между давлением в насосе и сосуде Q . Это давление можно рассчитать по давлению p_2 в Q и p_1 в P , зная отношение сопротивлений откачной системы W_1 от Q до C и W_2 от C до P , а именно давление в манометре

$$p_M = p_2 - \frac{W_1}{W_1 + W_2} (p_2 - p_1) \quad (44)$$

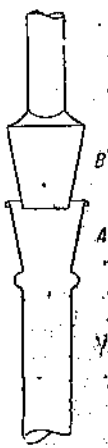
и, обратно,

$$p_2 = \frac{W_1 + W_2}{W_2} p_M - \frac{W_1}{W_2} p_1 \quad (45)$$

Таким образом, манометр надо помещать либо в непосредственной близости от того сосуда, в котором производится откачка, либо корректировать показания манометра, пользуясь формулой (45).

§ 4. Практическое осуществление вакуум-установок.

Для достижения наивысшего вакуума помимо выбора соответствующей системы насосов очень важное значение имеет устройство и выполнение насосной арматуры. Кроме требования возможно короткой длины и возможно большего диаметра трубок, необходимы непроницаемость для газов во всех соединениях отдельных частей аппаратуры между собой, наибольшая чистота и полное отсутствие внутри трубок каких-либо летучих веществ. Вместе с тем желательны наибольшее удобство и простота в обслуживании и ремонте аппаратуры. Поэтому во всех лабораторных установках высокого вакуума всю вакуумную систему делают наглухо спаянной из трубок тугоплавкого стекла. Раньше было очень распространено соединение отдельных частей при помощи шлифов. «Шлифом» называется такое соединение двух трубок (из которых каждая может быть стеклянной или металлической), когда конец одной сточен на специальном шлифовальном станке в виде конуса, а конец второй развернут и затем проточен внутри в виде полового конуса в точности таких же размеров (фиг. 72), так что конец второй трубки *А* плотно надевается на конец первой трубки *В*. Для удобства замены частей применялись так называемые «нормальные шлифы», имеющие один и тот же, раз навсегда установленный угол при вершине, что позволяет не производить каждый раз специальной притирки обеих половинок шлифа друг к другу. Недостаток шлифов заключается в том, что при них для более полного уплотнения, а также, чтобы шлиф не «заедал» под действием давления атмосферы и его части можно было разъединить, необходимо употреблять смазку. Смазка может давать пары, ухудшающие вакуум, и кроме того, в ртутных насосах загрязняет ртуть. Поэтому теперь соединение на шлифах применяют только тогда, когда по ходу производимого исследования приходится часто вскрывать вакуум-прибор и производить в нем изменения внутренних частей. Иногда эти изменения производятся путем поворачивания конического шлифа или продольного передвижения цилиндрического. Но как общее правило во всей аппаратуре после насоса высокого вакуума не должно быть ни шлифов ни, по возможности, стеклянных крапов. Смазка, удовлетворяющая условиям хорошей закупорки и малой газоотдачи, готовится следующим образом: две части черного каучука, очищенного от серы, нагревают в тигле до размягчения каучука, затем прибавляют одну часть парафина и одну часть белого чистого вазелина, размешивают и прогревают некоторое время под вакуумом для удаления летучих веществ; при охлаждении смесь превращается в тягучую массу, которая и является хорошей смазкой. Она должна свободно размазываться между пальцами и не давать при этом никаких нитей и комков. При ртутном уплотнении шлифов необходимо смешивать ртуть с концентрированной серной кисло-



Фиг. 72.

той или с глицерином для увеличения смачиваемости стекла. При чистке ртуты может получиться, что между шлифом и ртутью вследствие несмачиваемости ею стекла будет диффундировать воздух. Конечно, это загрязнение ртуты нужно только для ртуты, находящейся снаружи вакуум-аппаратуры. Чрезвычайно хорошей замазкой при соединении наглухо отдельных частей, спаить которые нельзя, является «замазка Менделеева». Она хорошо держит вакуум и применяется для скрепления как стеклянных, так и металлических частей. Перед употреблением замазку разогревают и обмазывают скрепляемые части. При остывании она дает прочное соединение, не пропускающее наружного воздуха и, кроме того, легко разбираемое, для чего нужно лишь разогреть замазку. Приготавливается замазка Менделеева по следующему рецепту. Расплавляют 1000 частей канифоли, затем кладут 250 частей воска, при помешивании добавляют постепенно мумию (400 частей), предварительно прокаленную для удаления влаги, а затем прибавляют 5—10 частей олифы. Нужно избегать закипания замазки. Готовую замазку выливают на обильно смоченный картон до ее охлаждения, а затем сохраняют ее в виде твердых кусков. Замазка не может применяться для соединения и уплотнения частей, подвергающихся нагреву. Другой очень хорошей вакуумной замазкой является изготавливаемый за границей «ципейн».

Большинство вакуум-приборов имеет внутри электроды, к которым должна быть присоединена принимающая снаружи металлическая подводка. Необходимо, чтобы в месте впайки этой подводки в стекло в вакуум-прибор не проникал извне воздух. Кроме того, нужно, чтобы при остывании после впайки неравномерность теплового расширения стекла и впаиваемого металла не служила причиной каких-либо натяжений в стекле, приводящих к растрескиванию последнего. Поэтому сорт стекла и употребляемый для впайки металл выбирают так, чтобы их коэффициенты температурного расширения были одинаковы. Так как для хорошего уплотнения между металлом и стеклом поверхность металла должна быть чистой, то раньше для всех впаев употребляли исключительно платиновую проволоку, которая не окисляется при обработке на огне и хорошо смачивается размягченным стеклом. Сорт стекла подбирали так, чтобы его коэффициент расширения достаточно близко подходил к коэффициенту расширения платины $91 \cdot 10^{-7}$. В целях экономии платины впоследствии перешли к сплавам, коэффициент расширения которых подгоняли к этой цифре. В настоящее время широким распространением для вводов тока в мелкие изделия, не требующие большой силы тока и особо тугоплавкого стекла, пользуется «платинитовая проволока». Эта проволока состоит из сделанной из сплава железа и никеля сердцевинки и медной оболочки, покрытой тонким слоем красной окиси меди. Медная окислированная оболочка применяется потому, что такая поверхность хорошо смачивается размягченным стеклом.

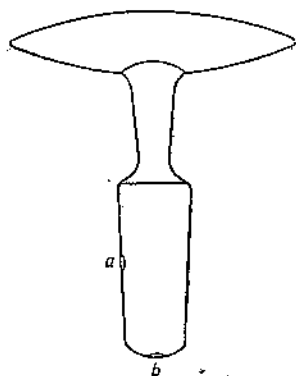
В приборах, требующих большой силы тока, а также применении тугоплавкого стекла, платина оказалась мало подходящей уже потому, что коэффициент расширения тугоплавкого стекла трудно подогнать к коэффициенту расширения платины. В настоящее время для этих изделий

применяется так называемое «молибденовое стекло» — тугоплавкое стекло с коэффициентом расширения молибдена $52 \cdot 10^{-7}$, и толстые впаиваются в это стекло из молибденовой проволоки. Затем применяется еще более тугоплавкое стекло типа заградного стекла «Руге», допускающее по своему коэффициенту расширения впаивку вольфрамовых толстых проволок. В технике изготовления рентгеновых трубок в стекло приходится впаивать широкие металлические трубки, поддерживающие антикатод. Платиновые трубки заменяются в этом случае медными. Плотность впаивки и отсутствие растрескивания стекла достигаются кроме подбора соответствующего стекла особой обработкой поверхности меди и придаванием впаиваемым стержням особой формы. Соединение между собой металлических и стеклянных трубок делается на основании тех же принципов, т. е. либо применяется переходная трубка из платины, либо стекло и металл подбираются друг к другу, либо делается специальная впаивка медных трубок. Описанные в некоторых учебниках вакуум-техники способы соединений посредством покрытия химическим путем конца стеклянной трубки тонким слоем платины (разложение хлористой платины нагреванием) и последующего наращивания медного слоя электролизом едва ли могут получить широкое распространение вследствие их сложности. Те же иностранные учебники намекают на другие специальные способы сращивания трубок, составляющие секрет производства некоторых фирм. В фор-вакууме и во всех тех случаях, когда достаточен вакуум порядка 10^{-3} — 10^{-4} мм Hg, соединения отдельных частей вакуум-аппаратуры делают при помощи трубок из так называемой «вакуумной» толстостенной резины. Концы этой резины и прилегающие к ней части стеклянных или металлических трубок полезно обмазывать менделеевской замазкой. Резину полезно очищать от следов серы продолжительным кипячением в растворе едкого натра. Это рекомендуется также и по отношению к резине, применяемой в манометре Мак-Леода для соединения трубки манометра с содержащим ртуть сосудом. С наружной стороны резиновые трубки рекомендуется обмазывать касторовым маслом во избежание их высыхания и растрескивания.

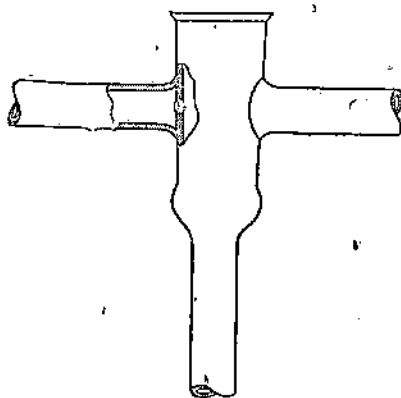
Стеклянные краны, применяемые в фор-вакууме, а также в высоко-вакуумной части установки, при работе с приборами, наполняемыми различными газами, должны обладать возможно меньшим сопротивлением протеканию через них газа и быть герметичными. Поэтому вместо «химических» кранов малых размеров и с узкими каналами в стеклянных сплошных конусах рекомендуется применять вакуумные краны. Такой кран (при том трехходовой) изображен на фиг. 73b. Внутренность конусообразной пробки крана (фиг. 73a) полая и имеет одно отверстие сбоку—*a*, а другое внизу—*b*. Сверху кран может быть залит ртутью. Смазка для кранов применяется та же, что и для шлифов. От условий, в которых содержится кран, в значительной степени зависит его качество. При хорошей пришлифовке крана и хорошей замазке можно добиться «вакуума прилипания». Рекомендуется смазку не доводить до краев пробки крана, чтобы она соприкасалась с вакуумом лишь через узкий зазор между пробкой и конусом.

В высоком вакууме для разделения отдельных частей аппаратуры

при условии, что между этими частями нет слишком большой разницы давлений (например вакуум и резервуар газа с давлением порядка атмосферного), применяются ртутные запоры. Простейший пример та-

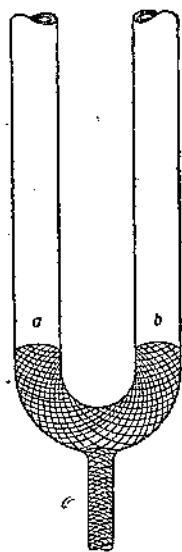


Фиг. 73а.

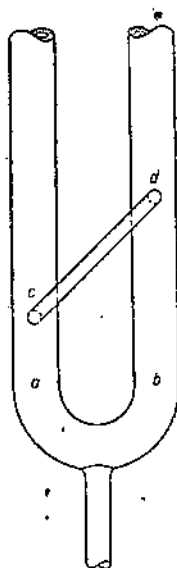


Фиг. 73б.

кого запора изображен на фиг. 74а. Запирание и отпирание хода между трубками *a* и *b* достигается подниманием и опусканием резервуара со ртутью. Иногда кроме основного хода *ab* делают еще дополнительный ход *cd* из капиллярной трубки для медленного пропускания или медленной откачки газа (с целью добиться определенного давления газа в аппаратуре) (74б).



Фиг. 74а.



Фиг. 74б.

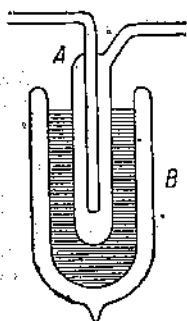
Так же как и при применении манометра Мак-Леода, подъемную колбу со ртутью можно заменить, сделав нижнюю часть края в виде закрытого сосуда со ртутью, соединяемого для поднятия ртути с атмосферой, а для ее опускания — с фор-вакуумом. Эти соединения производятся при помощи одного и того же трехходового крана. Если нужно более точно отмечать моменты открывания или закрывания ртутного запора, верхняя его часть делается по схеме, изображенной на фиг. 76.

При употреблении ртутных кранов приходится принимать во внимание, что давление паров ртути

при комнатной температуре довольно велико. Впрочем, с этим обстоятельством приходится всегда считаться, когда в вакууме имеются свободные поверхности ртути в манометрах и насосах. Поэтому в тех

случаях, когда высокий вакуум не должен содержать паров ртути, устраивают ловушки для конденсации ртутных паров. Обычно ловушки имеют вид, изображенный на фиг. 75. Ловушка *A* погружается в сосуд Дьюара *B*, содержащий охлаждающее вещество. Сосуд Дьюара имеет двойные стенки, между которыми воздух выкачан, причем изнутри стенка посеребрена, вследствие чего падающие снаружи лучи отражаются, и также отсутствует обмен тепла между стенками путем излучения.

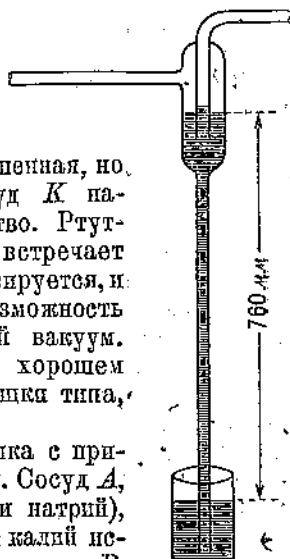
На фиг. 77 изображена другая, менее совершенная, но более простая конструкция ловушки. В сосуд *K* наливается охлаждающее вещество. Ртутный пар, проходя из *M* в *N*, встречает холодные стенки сосуда, конденсируется, и таким образом исключается возможность проникновения его в высокий вакуум. Однако для уверенности в хорошем вакууме лучше применить ловушки типа, изображенного на фиг. 75.



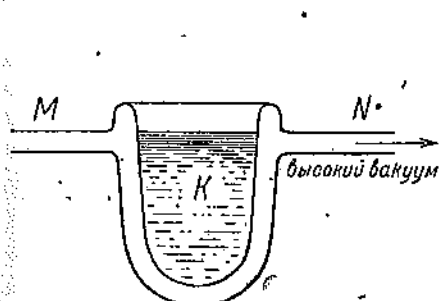
Фиг. 75.

На фиг. 78 изображена ловушка с применением металлического калия. Сосуд *A*, в котором находится калий (или натрий), подогревается, вследствие чего калий испаряется и перегоняется в ловушку *B*, где и оседает на стенках, покрывая их налетом металлического калия. Затем

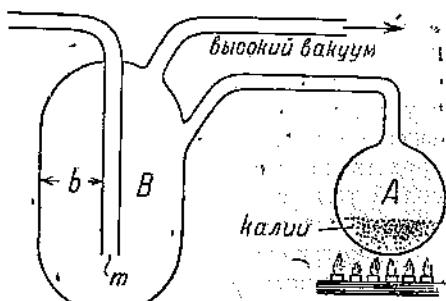
сосуд *A* отпаявается. Если ширина *B* ловушки меньше длины свободного пути молекул ртутного пара, то молекулы, выходя из *m*, обязательно попадут на стенки ловушки, где и осадут, образуя с калием амальгаму. Благодаря этому ртутный пар не попадает в высокий вакуум;



Фиг. 76.



Фиг. 77.



Фиг. 78.

как показали опыты, такая ловушка может действовать 3 месяца без возобновления запаса калия или натрия. В случае, если в установку приходится вводить воздух, слой щелочного металла приходится вновь прогреть в вакууме для разложения образовавшейся окиси и для восстановления его способности поглощать пары ртути.

В качестве охлаждающих веществ для ловушек применяются жидкий воздух, кипящий при атмосферном давлении при температуре -184°C , и смесь серного эфира или ацетона и уголекислоты в снегообразном состоянии (температура -79°C при атмосферном давлении). Таким образом улавливаются пары ртути, масел и воды. Пары ртути при температуре -79°C имеют давление 10⁻⁷ мм. Пары воды при температуре -79°C имеют еще высокое давление порядка 10⁻⁴ мм, пары же некоторых углеводородов имеют значительное давление и при температуре жидкого воздуха, и для понижения их давления путем конденсации до допустимых величин нужно было бы применить очень низкие температуры. Поэтому такие углеводороды и пары воды должны быть тщательно удалены прогревом и откачкой до применения охлаждающей смеси. При применении жидкого воздуха опасность со стороны водяных паров отпадает, но зато при температуре жидкого воздуха в ловушке в значительном количестве застревает конденсирующаяся здесь уголекислота с давлением паров порядка 10⁻⁶ мм. Поэтому рекомендуется либо понижать температуру жидкого воздуха, заставляя его кипеть при пониженном давлении (для чего достаточно соединять дьюаровский сосуд, в данном случае закрытый, с фор-вакуумом на 10 минут через каждый час), либо пользоваться температурой -140°C — -150°C , при которой давление паров воды достаточно низко, чтобы не иметь значения, а давление паров уголекислоты достаточно велико, чтобы она не застревала в ловушке. Эту температуру можно поддерживать, налив в дьюаровский сосуд до некоторой высоты ртуть, а сверху подливая, по мере надобности, жидкий воздух, причем температура ртути контролируется при помощи термoeлемента.

Если при применении ртутных насосов приходится считаться с давлением ртутных паров и применять меры к их удалению, то вполне естественно поставить такой же вопрос по отношению к маслу, если откачка производится одними масляными насосами. Однако оказывается, что провести здесь полную аналогию нельзя, и рассуждение о том, что в откачиваемом сосуде будет существовать давление паров масла, соответствующее температуре масла в насосе или на стенках трубки около насоса, неверно. Это происходит прежде всего потому, что самое понятие о «давлении паров масла» с точки зрения физики оказывается весьма неопределенным. Обычные масла вовсе не представляют собой физически однородного тела. Они всегда содержат целый ряд углеводородов очень различной летучести; кроме того, они обычно содержат влагу и воздух. Если поместить масло над ртутью в барометрической трубке или в специальном приборе, соединенном с уброченным ртутным манометром, то давление, устанавливающееся над маслом в вакууме, оказывается очень большим — порядка около 10 мм. При охлаждении прибора до температуры жидкого воздуха часть выделившихся из масла веществ конденсируется, но часть остается в газообразном состоянии, сохраняя давление в 2—3 мм. Возрастание давления выделяющихся из масла веществ не следует температурной зависимости насыщенного пара. Сказанное можно иллюстрировать диаграммами фиг. 79а и 79б, относящимися: а) к заграничному насосному маслу, б) к маслу Брейт-Сток. Столбик I показывает давление

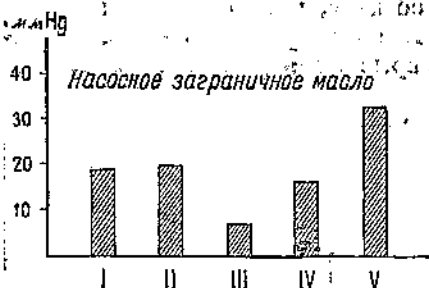
над маслом после отпайки прибора от насоса и взбалтывания, II—после стояния в течение 18 час. при комнатной температуре, III—при опускании колбочки с маслом в жидкий воздух, IV—тотчас же после изъятия из жидкого воздуха и нагревания до комнатной температуры, V—после прогрева до 100°. Вместе с тем, если припаять к вакуумной аппаратуре колбочку с маслом, поместить рядом манометр и начать производить откачку, то можно очень сильно понизить давление над маслом. Между тем, если подсчитать, с одной стороны, скорость испарения какой-либо жидкости, пользуясь формулами

$$n_1 = \frac{1}{4} n \bar{c}, \quad p = nkT \quad \text{и} \quad \bar{c} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} c_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2RT}{M}},$$

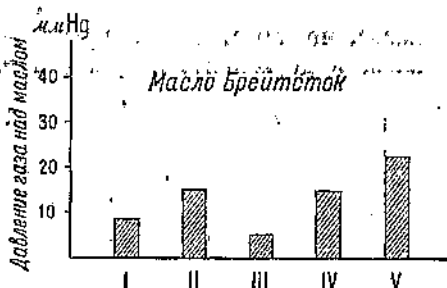
что приводит к формуле

$$n_1 = \frac{1}{4} p \sqrt{\frac{1}{2\pi mT}},$$

а с другой — скорость действия насосной установки в условиях опыта — то оказывается, что давление паров должно быть порядка, примерно



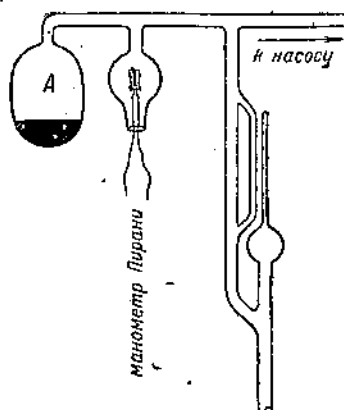
Фиг. 79a.



Фиг. 79b.

половины «давления насыщенного пара». Все это приводит к выводу, что главную массу тех газов, которые выделяются из масла, вовсе не составляют пары основной составной части масла, а наиболее летучие и потому наиболее легко выделяющиеся углеводороды плюс пары воды и газы, окислорожденные маслом из воздуха. Выделение всех этих газов изнутри масла совершается гораздо медленнее, чем испарение жидкости с поверхности, и потому в результате откачки и выделения газов устанавливается сравнительно низкое давление. Вместе с тем наблюдается, что если масло находится более или менее продолжительное время в соприкосновении с вакуумом, то количество выделяющихся из него газов уменьшается, и вакуум, достигаемый при продолжительной откачке, становится все лучше и лучше. Все сказанное выше можно иллюстрировать данными опыта, схема которого представлена на фиг. 80, а результат — кривыми фиг. 81. В сосуд A было налито масло. После пуска насоса оно пенилось в течение нескольких минут. По прошествии 20 мин. отмечено давле-

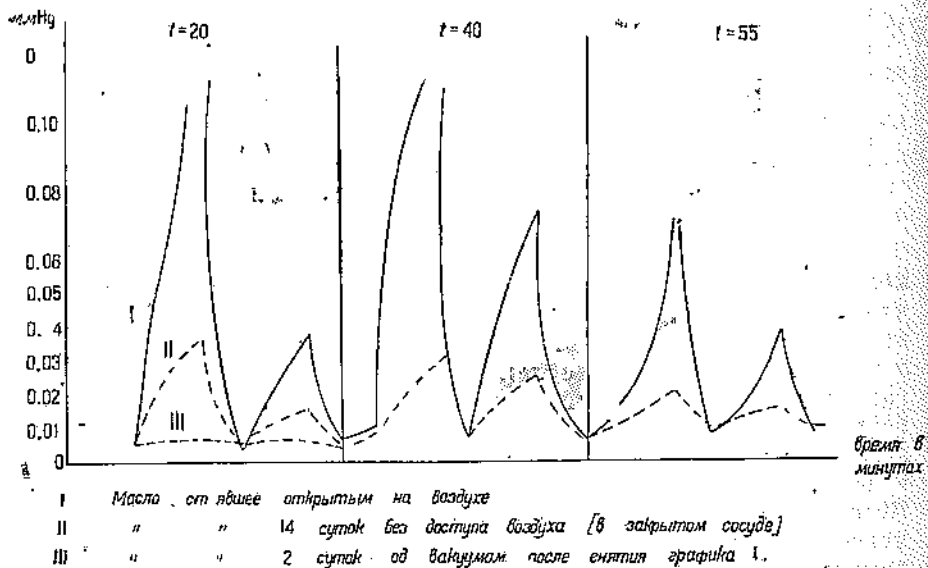
ние над маслом, и ртутный запор между прибором и насосом Лентюра закрыт. Отмечено давление через 25, 30, 35 и 40 мин. после начала опыта. На 40-й минуте ртутный запор открыт — отмечено давление через 45 и 50 мин. Предыдущая операция повторена при комнатной температуре, затем при температурах 40 и 55° С. Между двумя последними сериями опытов масло стояло под вакуумом в течение 1 часа¹⁾.



Фиг. 80.

Принимая во внимание, что масло, проникнувшее небольшими капельками из масляного насоса в начало вакуумной аппаратуры, находится все время под вакуумом, приходится заключить, что оно лишь очень незначительно может портить вакуум. Во всяком случае порядок величины давления этих «паров» такой же, как и порядок величины предельного давления, достижимого при помощи хорошо действующего масляного насоса.

Таким образом, при применении сортов масла, не обладающих чрезмерной газоотдачей, или сортов, специально выдержанных под вакуумом, «пары масла» роли не играют.



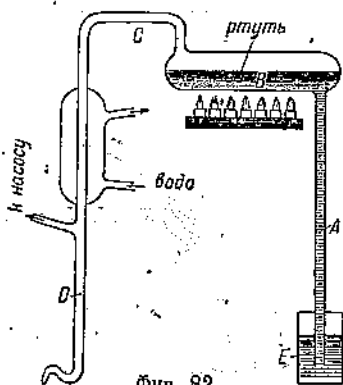
Фиг. 81.

Что касается ртути, находящейся в различных частях вакуум-аппаратуры, то она должна быть как можно лучше очищена. Прежде

1) Эти измерения были произведены в физической лаборатории лампового отдела «Электроставода» лаборантом Саустиным под руководством автора этой книги.

всего ртуть очищается от механических примесей путем фильтрации ее через воронку из плотной бумаги, с очень малыми отверстиями, получаемыми, например, проколом булавкой, вложенную внутрь стеклянной воронки. Затем ртуть для освобождения от жиров пропускается в виде дождя из очень малых капель через раствор едкого натра (NaOH). Очень малые капли лучше всего получаются при прогонке ртути через замшу, которой закрыто отверстие сосуда с пониженным давлением. Для удаления легких металлов, химически соединенных с ртутью (амальгама), через ртуть пропускают воздух, который их окисляет, или ртуть пропускают мелким дождем через 5% раствор азотной кислоты (HNO_3). Тяжелые металлы удаляются путем перегонки ртути в вакууме по схеме фиг. 82.

Создавая насосом разрежение, мы заставляем подниматься ртуть по трубке *A* в сосуд *B*, где она нагревается газом или током. При нагревании ртуть испаряется, и ртутный пар по трубке *C* попадает в холодильник, где конденсируется и в виде капель уже очищенной ртути стекает вниз. Примеси, имевшиеся в ртуть до перегонки, остаются в сосуде *B*. В начале процесса перегонки конец трубки *D* запаивают, чтобы в нее не проник наружный воздух, и только после того, как высота ртутного столба, будет достаточна для уравнивания наружного давления, запаиванный конец отламывают. По мере перегонки в трубку ртуть постепенно вытекает в подставленный сосуд через отверстие на конце трубки *D*.



Фиг. 82.

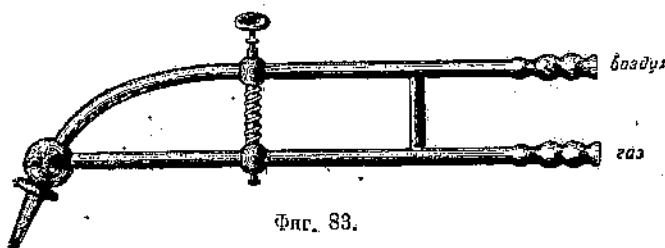
Весь порядок процесса очистки ртути таков: 1) фильтрование, 2) пропускание мелким дождем через щелочь, 3) то же через дистиллированную воду, 4) то же через кислоту, 5) то же вновь через дистиллированную воду, 6) перегонка.

Приборы для перегонки можно устраивать с автоматической подачей новых порций ртути и с автоматическим включением нагревательной печи при недостатке ртути в баллоне.

При работе со всякой насосной установкой, предназначенной для высокого вакуума, необходимо испытывать ее на течь. Можно считать, что вакуум-аппаратура в порядке, если при откачке насосом Ленгмюра получается «вакуум прилипания». Когда аппаратура только что собрана, то вакуум прилипания достигается не сразу, так как трубки новой установки обычно насыщены воздухом и парами воды и могут содержать и органические летучие соединения. Достаточно вспомнить, что при спайке стеклодув вдувает в аппаратуру воздух, вместе с которым могут попасть и капельки слюны. Для ускорения процесса первой откачки рекомендуется осторожно прогреть все части аппаратуры коптящим пламенем газовой горелки.

Если, несмотря на откачку в течение нескольких часов и на прогрев, прилипания ртути в манометре Мак-Леода не получается, то

это служит признаком того, что в аппаратуре есть где-то течь. Грубую течь, понятно, можно обнаружить скорее и проще, заподозрив ее на основании очень «плохой» работы масляного или конденсационного насоса и убедившись в ней по опусканию ртути в ртутных краях и манометрических трубках при закрытом кране или ртутном запоре между насосом и аппаратурой. При более тонкой течи изменения уровня ртути на глаз заметить нельзя, но последовательные измерения манометром Мак-Леода (или другими) показывают быстрое возрастание давления — до 0,001 мм Нг в первые полчаса. Самая важная задача при уходе за установкой — в то же время самая трудная — заключается в том, чтобы найти место течи. Если в вакуум-аппаратуре есть целый ряд ртутных затворов, то можно обнаружить, в какой именно части аппаратуры имеется течь, сперва откачав всю аппаратуру до возможно высокого вакуума, затем поднимая ртуть во всех ртутных запорах и наблюдая, в каком колене или в каких коленях ртуть понизится заметным для глаза образом после более или



Фиг. 83.

менее продолжительного времени. Детально место течи находится путем испытания аппаратуры маленькой индукционной катушкой или маленьким аппаратом Тесла. Один полюс индукционной катушки присоединяют к ртути в аппаратуре (можно через промежуточный слой стекла). К другому полюсу присоединяется защищенная толстой резиновой трубкой проволочка. Держа рукой за резиновую трубку, приближают концы проволочки к различным частям вакуумной аппаратуры. Газ в трубке начинает светиться. В месте течи это свечение наиболее интенсивно. Кроме того, здесь начинают скрипеть искорки от проволочки к стеклянной трубке. Если приближать проволочку неосторожно или держать ее слишком долго на одном месте, то вместо того, чтобы обнаружить искомое место течи, можно пробить разрядом стекло в новом месте.

Для более удобного обнаружения места течи Зелени¹⁴⁾ предлагает наполнять вакуум-аппаратуру углекислотой под пониженным давлением. Трубки аппаратуры будут светиться молочным белым цветом, за исключением места течи, где вследствие проникновения воздуха извне свечение будет красноватое. Или же можно, как говорит далее Зелени, мыть аппаратуру снаружи углекислотой; тогда внутри около места течи появится белесоватое свечение.

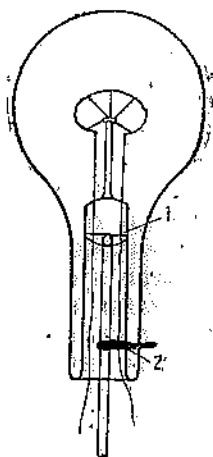
В заключение приводим чертеж газовой «ручной» горелки, служащей для спайки трубок вакуум-аппаратуры на месте (фиг. 83).

ГЛАВА СЕДЬМАЯ.

Методы откачки некоторых вакуумных изделий.

§ 1. Лампы накаливания. Откачка пустотных ламп накаливания, а также предшествующая наполнению откачка газополных ламп накаливания производится в настоящее время при помощи лишь малых ротационных насосов, с последующим улучшением вакуума в пустотных лампах путем процесса аблица. Исключения представляют собой лишь газополные лампы больших мощностей, при изготовлении которых до сих пор применяются конденсационные насосы Ленгмюра. Откачка ведется на насосных столах или на автоматах. В подготовленной к откачке запаянной лампе предусмотрена специальная трубочка для этой откачки — «штенгель». Штенгель теперь устраивается в ножке лампы (фиг. 84) и высовывается из этой ножки на несколько (8—10) см; внешний диаметр штенгеля около 3 мм. Штенгель вставляется в верхнее отверстие или гнездо толсто-стенной резиновой трубки, так называемой «гофман-ской резины», надетой, в свою очередь, на вертикальный отрезок широкой, горизонтально расположенной трубки «коллектора», соединенной с насосом и с манометром Мак-Леода (необязательно). Каждый насосный стол имеет около 20 гнезд (в зависимости от размеров ламп). Перед откачкой все гнезда заполняются лампами. Открывается край к насосу, на лампы опускается кожух, закрывающий их со всех сторон нагревательной печи. Нагрев производится при положительной по инструкции температуре в течение определенного для данного типа ламп числа минут. Затем печь поднимается, и производится проверка ламп на течь путем наблюдения их свечения под действием разряда, получаемого при помощи небольшой индукционной катушки. Лампы с красноватым свечением заменяются новыми.

Проверка ламп на течь при помощи свечения производится для сохранения времени лишь после прогрева, так как бывают случаи, что лампы трескаются в печи. Грубая проверка на течь производится и до прогрева (по стуку насоса, по свисту воздуха в трещине, по опусканию ртути в барометрической трубке манометра Мак-Леода). После проверки пустотные лампы отпаяваются путем разогревания



Фиг. 84.

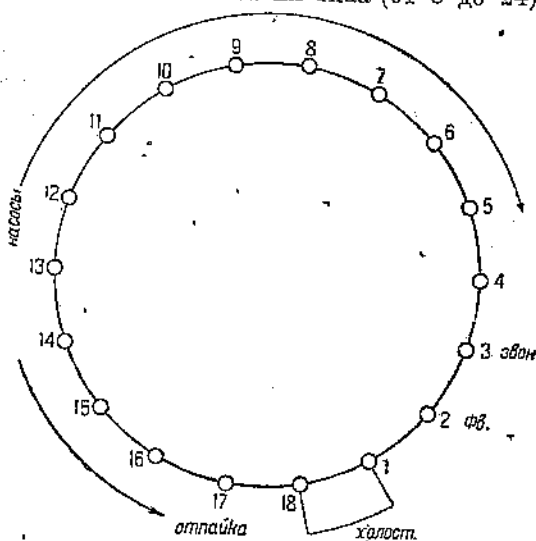
соответствующей точки штенгеля до размягчения стекла. Газополные лампы промываются азотом для удаления остатков вредных газов и затем наполняются соответствующим газом. В настоящее время установлена целесообразность наполнения их исключительно аргоном, содержащим 14% азота для ламп всех мощностей, кроме некоторых специальных типов, в которых применяется большой перекал пш. Промывка состоит в том, что путем открывания и закрывания кранов весь коллектор попеременно соединяется с трубопроводом, подающим азот, или с насосом. Обычно ограничиваются двумя-тремя промывками. Простой расчет показывает, что посторонних примесей в этом случае остается в лампе минимальное количество. Необходимо соблюдать условие, чтобы с момента поднятия нагревательной печи и до момента наполнения аргоном проходило некоторое определенное время, необходимое для остывания ламп до 90° С. Дело в том, что нагретые лампы можно лишь до давления несколько ниже атмосферного, так как иначе невозможна непосредственно следующая за наполнением отпайка. Между тем лампа, имевшая при наполнении слишком высокую температуру и указанное давление, после остывания до комнатной температуры будет иметь согласно законам расширения газа давление ниже, чем те 600 мм Hg, которые необходимы для долговечности лампы. Время остывания зависит, конечно, от температуры печи и условий охлаждения ламп, и для того, чтобы свести его к двум минутам, приходится вводить искусственное охлаждение ламп струей сжатого воздуха. Что касается температуры и времени прогрева ламп в печи, то здесь приходится согласовывать требование хорошего вакуума с быстротой протекания всего производственного процесса. Обычно нормально производится прогрев при 300—350° в течение 5 мин., отмериваемых по песочным часам, но трудно решить без довольно длительного экспериментального изучения по отношению к разным сортам ламп и различным способам предварительной обработки (промывки) колб, является ли это время наиболее приемлемым и нельзя ли его еще более сократить.

Отпаянные лампы зацоколевываются, и затем пустотные лампы после проверки на аппарате Тесла поступают на операцию аблица, а газополные — на рамы «обжига», где они прокалываются в течение 6 мин. Лампы треснувшие, содержащие большое количество воздуха, покрываются при этом обжиге желтовато-белым налетом окиси вольфрама. Лампы, содержащие небольшое количество вредных примесей, показывают почернение колбы, а при еще меньших количествах примесей — почернение лишь молибденовых крючков, поддерживающих вольфрамовую спираль.

Существенную составную часть откачных автоматов составляют два притертые друг к другу кольцевые диска диаметром около метра; нижний диск неподвижный, верхний вращается. Оба имеют отверстия, приходящиеся в точности друг против друга при соответствующем положении верхнего диска. Отверстия нижнего диска соединены с металлическими трубками, выходящими наружу автомата, которые могут быть соединены с тем или иным насосом или ответвлением газопровода. С отверстиями верхнего диска соединены гофманские резинки, в шнеда

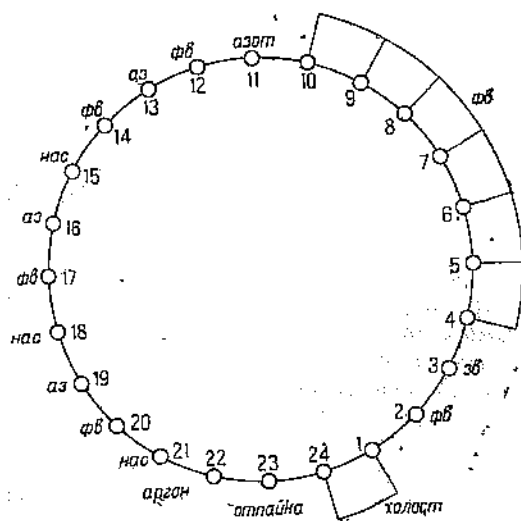
которых вставляются штенгеля откачиваемых ламп. Число гнезд на отдельных автоматах различно в зависимости от их типа (от 8 до 24).

Фиг. 85 представляет собой типичную схему соединений гнезд автомата для пустотных ламп, фиг. 86 — для газополных. В изображенном на фиг. 85 положении под гнездом 1 в нижнем диске отверстия нет. На позиции 2 лампа через отверстие в нижнем диске соединена с общецеховой фор-вакуумной проводкой. Позиция 3 сообщается с ртутным укороченным манометром, в котором ртуть замыкает контакт цепи электрического звонка при давлении в манометре выше 15—20 мм.рт.ст. В случае остановки на автомат худой лампы давление в ней, несмотря на откачку на позиции 2, больше этой величины, и звонок начинает звонить. В этом случае работница приводит в действие зажим, соответствующей гофманской резинки, и худая лампа тем самым отключается от насосной аппаратуры автомата. Позиция 4 соединена с фор-вакуумом; позиции 5—17 соединены с рядом насосов с таким расчетом, чтобы на последних позициях функционировало не менее двух последовательно работающих насосов. На некоторых автоматах на предпоследней позиции производится проверка вакуума свечением при разряде. Напряжение подводится к колбе лампы при помощи металлической кисточки. На позиции 17 производится отпайка лампы. На позиции 18 — вынимание штенгеля и на 1 — вставление новой лампы. В автоматах газополных ламп кроме позиций откачки есть позиции наполнения. На схеме фиг. 86 позиции 2, 4—10,



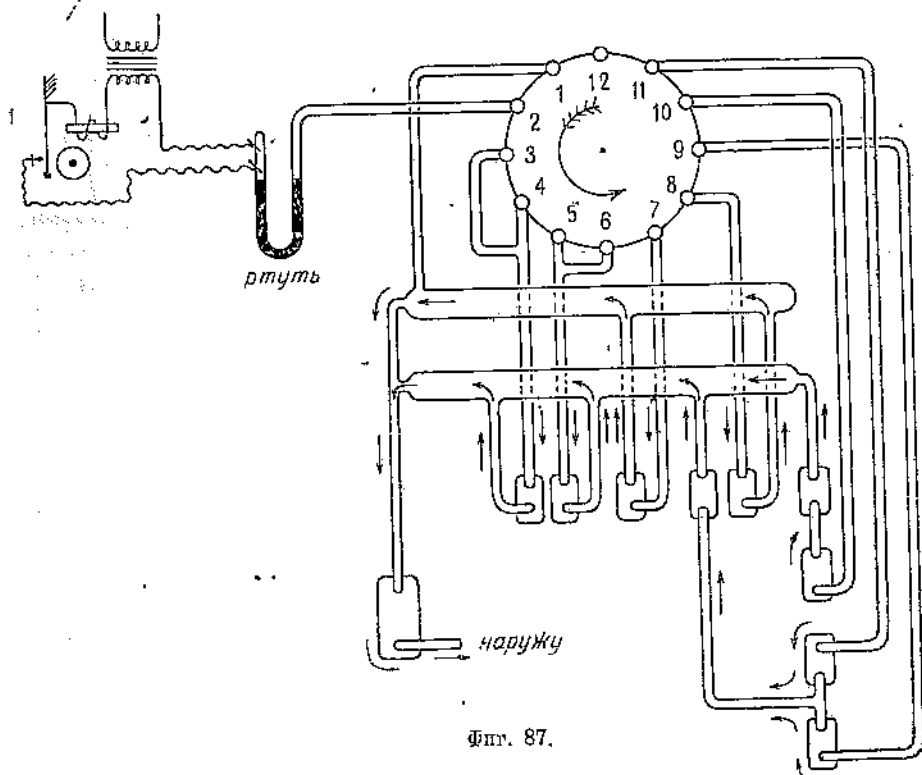
Фиг. 85.

больше этой величины, и звонок начинает звонить. В этом случае работница приводит в действие зажим, соответствующей гофманской резинки, и худая лампа тем самым отключается от насосной аппаратуры автомата. Позиция 4 соединена с фор-вакуумом; позиции 5—17 соединены с рядом насосов с таким расчетом, чтобы на последних позициях функционировало не менее двух последовательно работающих насосов. На некоторых автоматах на предпоследней позиции производится проверка вакуума свечением при разряде. Напряжение подводится к колбе лампы при помощи металлической кисточки. На позиции 17 производится отпайка лампы. На позиции 18 — вынимание штенгеля и на 1 — вставление новой лампы. В автоматах газополных ламп кроме позиций откачки есть позиции наполнения. На схеме фиг. 86 позиции 2, 4—10,



Фиг. 86.

12, 14, 17, 20 соединены с фор-вакуумом, позиции 15, 18, 21 — с ротационным масляным насосом, позиции 11, 13, 16, 19 и 22 — с подводящими газ трубками. Схемы соединений автоматов с насосами применяются очень различные. В качестве примера приводим схематический чертеж (фиг. 87). Скорость вращения автоматов может регулироваться перестановкой шкивов. При прохождении через положения от 5 до 15



Фиг. 87.

на фиг. 85 и от 4 до 10 на фиг. 86 лампа попадает в газовую печь, устроенную в виде длинного кольцевого хода. Время пребывания лампы на каждой позиции во время работы автомата невелико и оценивается секундами. Поэтому для величины достигаемого вакуума далеко безразличен диаметр штенгеля, через который производится откачка.

Приведенные в гл. VI формулы для скорости протекания газа по трубкам дают возможность подсчитать минимальный внутренний диаметр штенгеля, при котором может быть получено требуемое разрежение порядка 0,01—0,02 мм Hg при данной скорости вращения автомата, определяющей время пребывания откачиваемой лампы на каждой позиции автомата.

Для того, чтобы штенгеля ламп легче входили в отверстие гофрированных резинок, а также для уплотнения этих соединений в случае не-

сколько более узкого штенгеля или разболтавшегося отверстия, штенгеля смазывают касторовым маслом. Тем же самым маслом смазываются диски автоматов для уменьшения трения между ними и для уплотнения существующего между ними зазора.

Что касается предельного давления, допустимого в вакуумных лампах накаливания при их откачке, то указанный выше порядок величины 0,02 мм Hg, соответствующий полному отсутствию красноватого оттенка при свечении этих ламп на аппарате Тесла, установлен скорее по традиции. Оправдывается его выбор тем соображением, что, устанавливая нормальные правила откачки, надо предусмотреть возможность фактических отступлений от них и, ставя несколько повышенные требования, гарантировать себя от появления брака при некотором ухудшении условий откачки со временем. На самом же деле, как показали опыты, поставленные в физической лаборатории «Электростроизода» (лаборант Б. И. Королев), лампы с некоторой «красниной» в свечении — давление до 0,1 мм — после аблица и некоторого времени горения, за которое лампа жестится, имеют такое же давление, как и лампы с давлением при откачке 0,01 мм. Полезное время жизни — время горения до потери 20% светового потока — одно и то же у тех и у других. Даже лампы «красные» на аппарате Тесла — давление порядка 0,2 мм Hg — могут быть исправлены более продолжительным, специально подобранным режимом аблица, но применение такого специального режима, конечно, неудобно в производственном отношении.

При изготовлении газополных ламп остаточное давление при откачке имеет несколько менее существенное значение, так как здесь удаление вредных примесей достигается многократной промывкой.

При работе на откачных столах и автоматах ламп накаливания большое внимание должно быть обращено на плотность всех соединений, резиновых, стеклянных и металлических трубок и на чистоту в этих трубках. Периодически все трубки и коллектора приходится прочищать от попавшего в них масла, а также стеклянных осколков штенгелей и пыли, попадающих через отверстия гофманских резинок. Работу насосов и плотность всех соединений после каждой сборки или чистки следует проверять при помощи записи показаний манометра Пирани, осуществляемого в виде заранее градуированной лампы со штенгелем, вставляемым в гнездо автомата. Лампу останавливают на каждой позиции либо на продолжительное время для наблюдения результатов продолжительной работы насоса, либо как раз на время, в течение которого на данной позиции остается откачиваемая лампа при работе автомата. Этот последний ряд наблюдений дает представление о порядке величины вакуума, достигаемого при работе автомата. Разница по сравнению с действительными условиями откачки заключается в температуре откачиваемого газа, так как лампу-манометр приходится пропускать через позиции автомата при холодной или снятой печи.

Газополные лампы мощностью в 500 W и выше откачиваются в индивидуальном порядке — не более двух на один откачный стол — с применением насосов Ленгмюра. Последнее объясняется желанием соблюсти все меры предосторожности при изготовлении этих более дорогих изделий. Однако, по видимому, и здесь можно было бы вполне

обойтись хорошим масляным насосом, хорошими вакуумными соединениями (спаянные стеклянные трубки) и многократной промывкой азотом.

§ 2. Откачка катодных ламп и других изделий. Что касается откачки катодных ламп, то повышенное требование к вакууму этих ламп по сравнению с пустотными лампами накаливания (10^{-7} мм по сравнению с 10^{-4} мм) влечет за собой также и повышенное требование к откачке. Здесь вполне законно применяются насосы Ленгмюра. Вся откачка вообще приближается к типу откачки лабораторных приборов. Одним из главных ее моментов является совершенно отсутствующее в процессе откачки ламп накаливания обезгаживание металлических частей (анодов) одним из указанных в предыдущей главе способов. В этом отношении все большее значение приобретает применение мощных генераторов высокой частоты. При откачке необходим жидкий воздух или смесь твердой углекислоты с ацетоном (или серным эфиром) для замораживания ртутных паров.

При откачке рентгеновских трубок после прогрева стеклянных частей в печи производится осторожная «тренировка» трубки. Как только трубка делается слишком мягкой вследствие выделения газов из антикатада, избыток этих газов удаляется откачкой. Так поступают до тех пор, пока заметное выделение газа из металлических частей не прекратится. Откачка рентгеновских трубок типа Кулиджа, т. е. трубок с раскаленным катодом, для правильного действия которых требуется высокая степень вакуума, производится так же, как и откачка крупных генераторных катодных ламп.

Что касается специфических приемов откачки источников света и приборов газового разряда, то о них будет сказано в посвященной этим изделиям XVII главе.

Заметим еще в заключение, что какой бы вакуумный прибор или изделие мы ни изготовляли, все составные части этого изделия, запаиваемые внутрь стеклянной колбы или трубки, должны иметь возможно чистую поверхность. Поэтому эти части до запайки «препарируются», т. е. очищаются от окислов и слоев жировых веществ прокалкой в вакууме или в атмосфере водорода. Во избежание взрыва в условиях заводского производства вместо чистого водорода применяется смесь водорода с азотом — так называемый «препарировочный» газ — 25% водорода и 75% азота. Если прокаливаемые части не представляют собой проволоки, которую можно нагреть, пропуская через нее ток, то их прокалка совершается в особых вакуумных или водородных печах. Обычно эти печи представляют собой фарфоровые или кварцевые трубы, нагрев которых производится извне нагреваемыми током нихромовыми¹⁾ или платиновыми проволоками, навитыми кругом печи в слое асбеста, каолина или другого плохо проводящего тепло вещества.

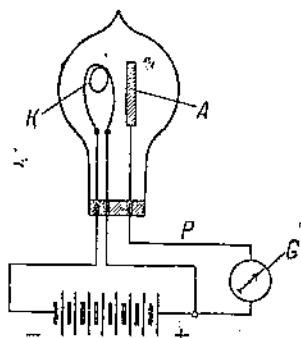
Стеклянные части откачиваемых лабораторных приборов рекомендуются промывать перед сборкой азотной кислотой, дистиллированной водой и спиртом.

¹⁾ Нихром или хромоникель — сплав хрома с никелем.

Термоионная эмиссия.

§ 1. *Электрические явления в газах.* Прохождение электрического тока через газы резко отличается по своим законам от прохождения электрического тока через твердые и жидкие тела и сопровождается целым рядом своеобразных явлений. Эти сопровождающие явления иногда бывают весьма внушительны и бурны, например в случае электрических токов в земной атмосфере — грозových разрядов. Последнее название — *разряд* — стали применять и ко всем другим случаям прохождения электрического тока в газе и называть все относящиеся сюда явления *электрическими разрядами в газе* или *газовыми разрядами*. Изложению общих свойств газовых разрядов и их классификации отведена ниже глава XI. Отдельные виды электрических разрядов в газах описаны в следующих главах. В этой главе мы начинаем описание тех элементарных процессов, которые имеют место в явлениях газового разряда. Без изучения этих процессов невозможно сколько-нибудь успешно разобраться в том, что происходит в разряде, ни тем более охватить все виды разряда единой стройной теорией. Такая теория еще не может считаться построенной в настоящее время. Идя в этом направлении, физикам приходится все более и более углублять и расширять учение об элементарных процессах в газе.

§ 2. *Экспериментальная сторона явления термоионной эмиссии.* Явление термоионной эмиссии впервые было обнаружено Эдиссоном около 1881 г. Производя различные эксперименты с изобретенными им угольными лампами накалывания, Эдиссон построил лампу, содержащую в вакууме, кроме угольной нити *K* (фиг. 88), еще металлическую пластинку *A*, от которой наружу был выведен специальный провод *P*. Эдиссон заметил, что если соединить провод *P* через гальванометр *G* с проводом от положительного конца нити, то гальванометр показывает прохождение тока. Если соединить *P* с отрицательным концом нити, то никакого тока гальванометр *G* не обнаруживает. Это явление было названо *эффектом Эдиссона*. Флеминг ввел в схему Эдиссона еще добавочную батарею в цепи пластинки *A* и показал, что электрический ток через вакуум между нитью и пластинкой *A* получается всякий раз, когда пластинка *A* имеет положительный потенциал по отношению к нити. Одновременно с этими опытами



Фиг. 88.

в вакууме немецкие физики Элстер и Гейтель показали, что воздух, окружающий всякую раскаленную до белого каления металлическую проволоку, заряжается отрицательно, причем этот отрицательный заряд передвигается вместе с воздухом, например при продувании последнего через трубку. В опытах Элстера и Гейтеля дело происходит так, как будто раскаленная металлическая проволока спускает из себя отрицательные электрические заряды. Явления, наблюдаемые Эдиссоном, Флемингом, Элстером и Гейтелем, объяснил в 1897 г. английский физик Джон Джозеф Томсон на основании введенного в то время в физику представления об электронах как о частицах, несущих «элементарный» отрицательный электрический заряд. Томсон предположил, что с поверхности всякого нагретого до температуры белого каления металла вылетают в большом количестве свободные электроны и что именно эти электроны и переносят отрицательный электрический заряд через вакуум с раскаленной нити на положительно заряженную пластинку в опытах Эдиссона и Флеминга, а в опытах Элстера и Гейтеля присутствие этих электронов является причиной отрицательного заряда в газе. Как известно, все электроны обладают одной и той же массой и одним и тем же зарядом, так что отношение заряда к массе $\frac{e}{m}$ является величиной постоянной. Чтобы подтвердить свое предположение, Дж. Дж. Томсон определил отношение заряда к массе для отрицательных частиц, выделяемых раскаленным металлом в вакууме. Он нашел, что это отношение того же порядка величины, как отношение $\frac{e}{m}$, найденное для электронов в катодных лучах. Впоследствии эти измерения были повторены другими исследователями, и отношение $\frac{e}{m}$ найдено одинаковым в случае термоионной эмиссии и в случае катодных лучей в пределах точности измерений.

Явление испускания электронов раскаленным металлом в вакууме, получило название *электронной эмиссии* или *термоионной эмиссии*.

Так как металлы в холодном виде не эмиттируют заметно электронов, а при высокой температуре это явление происходит, то ясно, что термоионная эмиссия должна как-то зависеть от температуры металла. Эту зависимость величины термоионной эмиссии от температуры установил теоретически и экспериментально проверил Ричардсон. Ричардсон дал два теоретических вывода этой зависимости. Первый вывод Ричардсона основан на представлении, созданной Дж. Дж. Томсоном, Ризке и Друдде для объяснения явлений электропроводности и теплопроводности металлов, контактной разницы потенциалов, эффекта Холла и прочих электрических явлений в металлах «электронной теории металлов». Согласно этой теории, в металлах, кроме электронов, криво связанных каждый с тем атомом, к которому он принадлежит, имеется большое число «свободных электронов»¹⁾. Свободные электроны движутся подобно

1) Так как в общем наш металл не заряжен, то наряду со свободными электронами в металле находятся положительные ионы, это — те атомы, от которых электроны оторвались. Положительные ионы по всему металлу передвигаться не могут. Их тепловое движение сводится к колебаниям около определенного положения равновесия.

движению молекул газа внутри какого-либо сосуда. К ним приложимы все те соотношения и законы, которые дает нам для молекул газа кинетическая теория газов. Под действием постоянного электрического поля к беспорядочному так называемому «тепловому» движению электронов прибавляется еще движение в направлении этого поля; соответствующее перемещение электронов от одного конца металлического проводника к другому обуславливает собой ток через этот проводник. Подобно молекулам газа, скорости беспорядочного движения электронов, как предполагал Ричардсон, подчинены максвелловскому закону распределения скоростей (гл. II, § 2). Эти скорости тем больше, чем выше температура металла. Когда какой-либо электрон подлетает к границе между металлом и вакуумом, равнодействующая всех сил притяжения на электрон со стороны положительных полюсов металла направлена внутрь металла и мешает электрону продолжать свой путь в вакуум. Однако, если скорость движения электрона достаточно велика, он будет в состоянии преодолеть эту задерживающую его силу и вылететь из металла. Чем выше температура металла, тем больше в нем свободных электронов, имеющих большие скорости движения, и тем больше, следовательно, число электронов, способных пропикнуть через границу металл-вакуум, тем больше термоионная эмиссия. Этот процесс вполне аналогичен процессу испарения жидкости: только те молекулы переходят из жидкой фазы в газообразную, которые обладают достаточно большими скоростями. Величина работы, совершаемой отдельным электроном при вылете, называется коротко «работой выхода электрона». Эта работа является для какого-либо данного металла постоянной характерной для него величиной. Ее можно измерять в эргах, но обычно она дается в вольтах, т. е. указывается число вольт разности потенциалов, которую должен пробегать электрон, чтобы накопить кинетическую энергию, равную работе выхода. Если φ_0 — работа выхода в эргах, φ — то же в вольтах, e — заряд электрона в абсолютных электростатических единицах, то

$$\varphi_0 = \frac{1}{300} e\varphi. \quad (1)$$

Когда жидкость находится в соприкосновении со своим насыщенным паром, то одни молекулы переходят из жидкости в пар, другие возвращаются обратно. Плотность насыщенного пара устанавливается именно такой, что число вылетающих из жидкости молекул равно числу возвращающихся обратно в жидкость. При электронной эмиссии происходит такое же явление; в том случае, если электроны не удаляются от поверхности металла существующим в окружающем пространстве электрическим полем, устанавливается равенство между числом электронов, покидающих поверхность металла в единицу времени, и числом возвращающихся обратно в металл.

Электронная теория в ее первоначальном виде, как ее дали Томсон, Рикке и Дрүде, оказалась недостаточной, чтобы объяснить некоторые явления, наблюдаемые в металлах. В частности, эти простые представления не могли быть объяснены явления сверхпроводимости и формулы, выражающие удельную теплоемкость металлов при очень

низких температурах. На том этапе отображения объективной реальности внешнего мира, на котором в настоящий момент находится наше познание, мы имеем уже несколько иные представления о том, что происходит в металле, а также и вообще об атомных и электронных процессах, чем во времена Рикке и Друзе. Так, мы знаем теперь, что положительные ионы металла расположены в узлах некоторой правильной пространственной решетки, что колебания этих ионов около положения равновесия подчинены законам квантовой физики, что те же законы управляют взаимодействием атомов и электронов и движением как электронов в металле, так и молекул газа, наконец, что электроны обладают волновыми свойствами наравне со свойствами частицы. Прежнее представление о свободных электронах и об их движении, совершенно не учитывавшее возможных столкновений электронов с ионами и атомами и взаимодействия с ними и не считавшееся с квантовыми законами, не может теперь удовлетворять физика. Но и все новые, более совершенные видоизменения электронной теории принимают, 1) что в металлах существуют электроны, передвигающиеся так или иначе по всему металлу, 2) что при увеличении температуры средняя скорость движения этих электронов увеличивается, 3) что при вылете из поверхности металла электрон должен затратить некоторую работу выхода за счет энергии своего движения. Таким образом с качественной стороны представление о термоионной эмиссии изменилось сравнительно мало. Мы увидим далее, что и с количественной стороны новые представления приводят почти к тем же законам термоионной эмиссии, что и более упрощенные прежние.

§ 3. Первая формула Ричардсона. Первый вывод зависимости между величиной термоионной эмиссии и температурой металла, данный Ричардсоном [1], целиком основан на представлении, что внутри металла «свободные электроны» двигаются как молекулы идеального газа и что распределение скоростей между ними, внутри металла, строго максвелловское. Последнее предположение не имеет экспериментального обоснования и является наиболее уязвимым местом этого теоретического вывода.

Согласно выведенным нами в гл. II формулам кинетической теории газов, число dn_1 молекул в единице объема идеального газа, имеющих слагаемые скорости по осям X, Y, Z , в пределах от u до $u + du$, от v до $v + dv$ и от w до $w + dw$, выражается следующим образом, если общее число молекул газа в единице объема n , а масса каждой молекулы m :

$$dn_1 = n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-qm(u^2+v^2+w^2)} \cdot du \cdot dv \cdot dw, \quad (2)$$

где

$$q = \frac{1}{2kT}. \quad (3)$$

Ричардсон прилагает равенство (2) к свободным электронам внутри металла, проводит ось X перпендикулярно к поверхности металла и подсчитывает число dN_1 электронов, скорости которых лежат в указан-

ных выше пределах и которые достигают единицы поверхности металла в единицу времени:

$$dN_1 = v \cdot dn_1 = n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot u \cdot e^{-qm(u^2+v^2+w^2)} \cdot du \cdot dv \cdot dw. \quad (4)$$

Пусть φ_0 — работа выхода электрона. Тогда наименьшую скорость u_m в направлении оси X , которой должен обладать электрон, подлетающий к границе металла, чтобы вырваться наружу, найдем, приравняв φ_0 кинетической энергии электрона в движении по оси X :

$$\frac{mu_m^2}{2} = \varphi_0, \quad \text{откуда} \quad u_m = \sqrt{\frac{2}{m} \varphi_0}. \quad (5)$$

Чтобы подсчитать общее число N_1 электронов, вылетающих через единицу поверхности металла в 1 сек., надо проинтегрировать выражение (4) по dv и dw в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, так как слагающие скорости, направленные параллельно поверхности, в процессе вылета электрона роли не играют, и по du от u_m до $+\infty$, так как вылетают только те электроны, скорость которых по оси X численно больше, чем u_m , и направлена в сторону этой оси. Итак:

$$N_1 = n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{u_m}^{+\infty} du \int_{-\infty}^{+\infty} dv \int_{-\infty}^{+\infty} dw \cdot u \cdot e^{-qm(u^2+v^2+w^2)}, \quad (6)$$

так как u , v и w — независимые переменные, то мы можем переписать выражение (6) так:

$$N_1 = n \left(\frac{qm_0}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{u_m}^{+\infty} u \cdot e^{-qmu^2} du \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qm(v^2+w^2)} dv \cdot dw \right\}. \quad (7)$$

Двойной интеграл в выражении (7) легко взять, если рассматривать его как интеграл по поверхности и сделать переход от прямоугольных координат v и w к полярным r и ϑ . Имеем: $v^2 + w^2 = r^2$; элемент площади: $dv \cdot dw = r \cdot dr \cdot d\vartheta$, и, следовательно,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qm(v^2+w^2)} dv \cdot dw &= \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} e^{-qmr^2} r \cdot dr \cdot d\vartheta = \\ &= -2\pi \frac{1}{2qm} \int_0^{\infty} e^{-qmr^2} d(-qmr^2) = \frac{\pi}{qm}. \end{aligned}$$

Вместо (7) получаем:

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{u_m}^{+\infty} e^{-qmu^2} \cdot u \cdot du = -n \left(\frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{2qm} \int_{-2qm}^{-\infty} e^y dy = \\ &= \frac{n}{2} (qm\pi)^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{-2q\varphi_0} = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Таково число электронов, вылетающих через единицу поверхности металла в 1 сек. Помножив N_1 на заряд электрона ϵ , находим «эмиссионный ток» с единицы поверхности металла:

$$I = N_1 \cdot \epsilon = n \cdot \epsilon \sqrt{\frac{kT}{2m\pi}} e^{-\frac{\varphi_s}{kT}} = CT^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{b}{T}}, \quad (9)$$

где

$$C = n\epsilon \sqrt{\frac{k}{2m\pi}} \quad \text{и} \quad b = \frac{\varphi_s}{k}. \quad (10)$$

Формула (9) выражает собой «закон Ричардсона»; ее принято называть «первой формулой Ричардсона».

Константа b в этой формуле пропорциональна «работе выхода» электрона из данного металла, константа C пропорциональна числу свободных электронов в 1 см^3 металла. Приложение формулы (9) к экспериментальным данным показывает, что и b и C различны для различных металлов. Обе величины не являются строго постоянными, так как n и φ_s зависят от температуры ¹⁾.

Первая формула Ричардсона хорошо оправдывается опытом, и потому она нашла всеобщее признание и ею пользовались при всех практических применениях вплоть до 1923 г., хотя сам Ричардсон после вывода первой формулы вывел вторую, несколько отличную от нее. Вывод второй формулы, данный Ричардсоном, более строг, чем вывод первой, так как в нем не делается предположения о максвелловском распределении скоростей среди электронов внутри металла. В главной своей части этот вывод основан на законах термодинамики ²⁾.

§ 4. Вторая формула Ричардсона. Так как вторая формула Ричардсона ¹⁾ нашла впоследствии подтверждение также и со стороны новейших физических теорий и, как теперь установлено, лучше соответствует данным опыта, чем первая формула, то считаем нелишним привести вывод этой формулы, данный Ричардсоном.

Представим себе, что испускающее (эмиттирующее) электроны металлическое тело A (фиг. 89) окружено оболочкой B , ограничивающей некоторый объем вокруг тела A и снабженной придатком C в виде цилиндра с поршнем D . Оболочка, цилиндр и поршень совершенно не проводят тепла, непроницаемы для электронов и сами электронов не эмиттируют. A , B , C и D находятся при одной температуре T . Число электронов, находящихся в пространстве между A и B (n в единице объема), устанавливается такое, что число вы-

1) Для подведения экспериментальной базы под свой вывод Ричардсон сравнил число n , найденное им из экспериментально определенной константы C , с тем же числом, полученным им основании электронной теории из рассмотрения других явлений в металле и нашел более или менее хорошее совпадение, а именно: по Ричардсону, $n = 1,3 \cdot 10^{21}$, из наблюдений Паттерсона над изменением сопротивления проводника в магнитном поле $n = 1,37 \cdot 10^{21}$. Причем надо заметить, что неточность в определении температуры металла всего в 7° ведет к изменению получаемой в результате подсчета величины в 10 раз.

2) Термодинамика — глава теоретической физики, изучающая законы превращения тепла в другие виды энергии, и обратно.

летающих из A электронов равно числу электронов, возвращающихся в A в силу своего движения. Электроны, «насыщающие», таким образом, пространство внутри оболочки B , оказывают, ударяясь об эту оболочку и о поршень D давление, аналогичное давлению газа на стенку сосуда. Это давление в случае равновесия должно быть уравновешено внешним давлением на поршень D . Пусть величина «давления электронного газа» будет p . Термодинамика говорит нам ¹⁾, что существует некоторая функция S , являющаяся функцией состояния нашей системы, называемая «энтропией», приращение которой при бесконечно малом передвижении поршня D выражается так:

$$dS = \frac{dU + p dv}{T}, \quad (11)$$

где U — «внутренняя энергия» системы; dv — изменение объема при передвижении поршня; T — абсолютная температура нашей системы. Из «второго закона термодинамики» следует, что dS должно быть полным дифференциалом переменных, определяющих состояние системы. Выберем за эти независимые переменные объем v и температуру T .

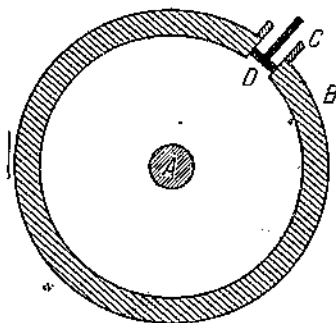
Какое изменение произошло в нашей системе при рассматриваемом передвижении поршня? Вследствие увеличения объема v изменилось число электронов, приходящихся на единицу объема, и для восстановления равновесия некоторое число новых электронов перешло из тела A в окружающее пространство. Так как никаких других изменений внутри нашей системы не произошло, то мы учтем изменение внутренней энергии этой системы, учтя изменение величины $n \cdot v \varphi_s$ — суммы работы выхода всех электронов, находящихся в пространстве между A и B , — характеризующей прирост потенциальной энергии этих электронов по сравнению с тем случаем, если бы все они находились внутри металла A . Таким образом (11) дает нам:

$$dS = \frac{1}{T} [d(n \cdot v \varphi_s) + p dv]. \quad (12)$$

Так как мы приняли за независимые переменные v и T , то можем написать:

$$d(n v \varphi_s) = \frac{\partial (n v \varphi_s)}{\partial v} dv + \frac{\partial (n v \varphi_s)}{\partial T} dT = \left(v \frac{\partial (n \varphi_s)}{\partial v} + n \varphi_s \right) dv + v \frac{\partial (n \varphi_s)}{\partial T} dT,$$

¹⁾ Читатели, незнакомые с термодинамикой и желающие уяснить себе происхождение применяемых здесь формул и понятий, найдут исковое в курсе физики Гримзела, т. II, изд. 1928 г. или т. I, изд. 1931 г.



Фиг. 89.

и, следовательно:

$$dS = \frac{1}{T} \left(p + n\varphi_0 + v \frac{\partial (n\varphi_0)}{\partial v} \right) dv + \frac{v}{T} \frac{\partial (n\varphi_0)}{\partial T} dT, \quad (13)$$

так как dS должно быть полным дифференциалом, то, как известно, множитель при dv должен быть равен $\left(\frac{\partial S}{\partial v} \right)_{T=\text{const}}$, а множитель при dT $\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{v=\text{const}}$,

но

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial S}{\partial v} \right) = \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right) = \frac{\partial^2 S}{\partial T \partial v},$$

а потому, производя соответствующее дифференцирование, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} \left[\frac{\partial p}{\partial T} + \frac{\partial (n\varphi_0)}{\partial T} + v \frac{\partial^2 (n\varphi_0)}{\partial v \partial T} \right] - \frac{1}{T^2} \left(p + n\varphi_0 + v \frac{\partial (n\varphi_0)}{\partial v} \right) = \\ = \frac{1}{T} \left[v \frac{\partial^2 (n\varphi_0)}{\partial v \partial T} + \frac{\partial (n\varphi_0)}{\partial T} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Сделав в (14) приведение подобных членов, приняв во внимание, что $\frac{\partial (n\varphi_0)}{\partial v}$ должно быть равно нулю, так как ни n ни φ_0 от v при установившемся равновесии не зависят, и помножив обе части равенства на T^2 , найдем:

$$T \frac{\partial p}{\partial T} = p + n\varphi_0. \quad (15)$$

Но (см. гл. II):

$$p = n \cdot kT. \quad (16)$$

Взяв производную по T , находим:

$$\frac{\partial p}{\partial T} = nk + kT \frac{dn}{dT}. \quad (17)$$

(15), (16) и (17) дают:

$$\frac{dn}{n} = \frac{\varphi_0}{kT^2} dT,$$

и отсюда:

$$\ln n = \int \frac{\varphi_0}{kT^2} dT + C$$

и

$$n = C \cdot e^{\int \frac{\varphi_0}{kT^2} dT}. \quad (18)$$

Таким образом мы нашли зависимость числа электронов n в 1 см^3 окружающего металл пространства от работы выхода φ_0 электрона из металла и температуры металла.

Чтобы найти зависимость эмиссионного тока от температуры, нам надо воспользоваться связью, существующей между n и числом электронов, выходящих в 1 сек. с 1 см^2 поверхности металла N_1 . Для этого возьмем формулу кинетической теории газов, определяющую число молекул газа, ударяющихся об 1 см^2 стенки в 1 сек.:

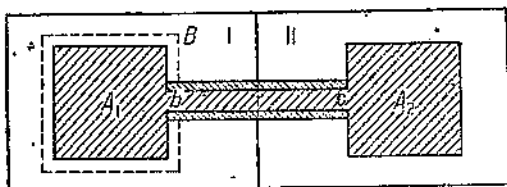
$$N_1 = \frac{1}{4} n \bar{c} = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}. \quad (19)$$

Так как мы имеем дело с равновесием между числом покидающих поверхность тела A электронов и числом электронов, возвращающихся в A , то (19) даст нам искомое нами выражение. Эмиссионный ток I с единицы поверхности металла A , который установится, если электроны не будут возвращаться в A , а будут целиком уноситься электрическим полем, получим, помножив N_1 на заряд отдельного электрона e :

$$I = eN_1 = e \cdot n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} = e \cdot C \sqrt{\frac{k}{2\pi m}} T^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\int \frac{\varphi}{kT^2} dT}. \quad (20)$$

Чтобы найти зависимость работы выхода φ , от температуры T и проинтегрировать выражение в показателе правой части формулы (20), Ричардсон рассматривает следующий процесс.

Внутри двух оболочек I и II (фиг. 90), непроницаемых для тепла и для электронов, находятся два металлических тела A_1 и A_2 , соединенные между собой тонким стержнем bc из того же материала, защищенным извне слоем, непроницаемым для электронов. Между ка-



Фиг. 90.

мерами I и II устроено приспособление из цилиндров и поршней, позволяющее по желанию переводить «электронный газ» из одной камеры в другую посредством обратимого процесса. Тела A_1 и A_2 имеют постоянные температуры T_1 и T_2 . Так как выделение электронов с поверхности тел A_1 и A_2 зависит от температуры, то потенциалы их V_1 и V_2 могут быть различны. Число электронов в 1 см^3 объема, окружающего тело A_1 , пусть будет n_1 и для A_2 n_2 ; соответствующие «давления электронного газа» p_1 и p_2 . Пусть потенциал во всех точках камеры II одинаков и равен V_2 , тогда как в камере I существует замкнутая поверхность B , обозначенная на чертеже пунктиром, на которой и вне которой потенциал равен V_2 , в то время как внутри B потенциал меняется при переходе от A_1 к B постепенно от V_1 до V_2 , причем $V_2 > V_1$. Таким образом между A_1 и B существует электрическое поле. Поэтому число электронов в 1 см^3 около тела A_1 и около поверхности B не будет одинаково, давления электронного газа p_1 и p_0 (давление у поверхности B) также будут различны.

Выделим в пространстве между телом A_1 и поверхностью B цилиндр, с поперечным сечением f , и рассмотрим силы, действующие на электронный газ, находящийся в тонком слое C толщиной dl , вырезанном в этом цилиндре перпендикулярно его оси (фиг. 91). На слой C действуют: 1) разность давлений электронного газа на правую и левую границы слоя; эта сила равна градиенту давления, умноженному на dl и на площадь сечения цилиндра f , и 2) сумма всех электрических сил, действующих на электроны, находящиеся в слое. Так как объем нашего слоя $f \cdot dl$, то число этих электронов будет $n \cdot f \cdot dl$. Так как заряд электрона отрицательный, то, подсчитывая равнодействующую всех этих сил, градиент поля $\frac{dV}{dl}$ придется брать со знаком минус. При установившемся равновесии сумма всех сил, действующих на слой электронного газа C , равна нулю.

Следовательно, должно быть:

$$f \frac{dp}{dl} dl - e \cdot n \cdot f \frac{dV}{dl} dl = 0;$$

отсюда, пользуясь (16), находим:

$$\frac{e}{kT} \frac{dV}{dl} dl = \frac{1}{p} \frac{dp}{dl} dl$$

или

$$\frac{e}{kT} \frac{dV}{dl} dl = \frac{dp}{p}. \quad (21)$$

Принтегрировав выражение (21) вдоль оси нашего цилиндра от A до B , находим ¹⁾:

$$\frac{e (v_2 - v_1)}{kT} = \ln p_0 - \ln p_1. \quad (22)$$

Фиг. 91.

Заставим теперь при помощи предусмотренных нами выше приспособлений некоторое число n_0 электронов перейти из камеры I в камеру II . Равновесие в каждой из камер теперь нарушено. Оно восстановится в камере I тем, что n_0 электронов выйдут из тела A_1 в окружающий объем, а в камере II тем, что такое же число электронов перейдет из окружающего объема в тело A_2 . A_1 зарядится положительно, A_2 отрицательно, и окончательно прежнее состояние равновесия будет вновь достигнуто после того, как n_0 электронов перейдут из тела A_2 в тело A_1 в виде тока по соединяющему их стержню. Так как состояние всех частей нашей системы вернулось к прежнему, то рассматриваемый нами процесс мы вправе считать «круговым процессом». Предполагая, что весь описанный здесь воображаемый процесс совер-

¹⁾ Выражение (22) есть не что иное, как частный случай теоремы Больцмана

$n = n_0 e^{-\frac{W}{kT}}$, где n и n_0 — число частиц, приходящихся на единицу объема в двух точках, а W — разность потенциальной энергии частиц в этих точках.

шен обратимым образом, применяем к нему второй закон термодинамики в форме:

$$\oint dS = \oint \frac{dU + dA}{T} = 0, \quad (23)$$

где A — работа внешних сил.

Весь наш круговой процесс мы можем рассматривать как состоящий из следующих частей:

1) Выделение n_0 электронов из тела A_1 : $AA=0$, $\Delta U = n_0 \varphi_1$, где φ_1 — работа выхода при температуре T_1 .

2) Переход n_0 электронов от поверхности тела A_1 , на которой потенциал равен V_1 , к поверхности B с потенциалом V_2 : $\Delta A = 0$, $\Delta U = -n_0 e (V_2 - V_1)$.

3) Адиабатическое расширение электронного газа, состоящего из n_0 электронов, от состояния T_1, v_0, p_0 до состояния T_2, v', p' . Как при всяком адиабатическом процессе $\Delta S = 0$.

4) Изотермическое расширение того же газа от состояния T_2, v', p' до состояния T_2, p_2, v_2 .

5) Переход рассматриваемой порции электронного газа в камеру II и одновременный переход n_0 электронов из камеры II в тело A_2 : $\Delta A = 0$, $\Delta U = -n_0 \varphi_2$, где φ_2 — работа выхода при температуре T_2 .

6) Переход отрицательного заряда n_0 электронов из тела A_2 в тело A_1 по соединяющему их стержню с выделением тепла Q согласно эффекту Томсона: $\Delta S = \int \frac{dQ}{T} = n_0 e \int_{T_1}^{T_2} \frac{\sigma}{T} dT$, где σ — так называемый коэффициент Томсона (количество тепла, выделяющееся в проводнике, между концами которого существует разность температур в 1° , при силе тока, равной единице).

Подсчет изменения энтропии S при каждом из вышеперечисленных процессов и приравнивание суммы всех этих $\Delta S_1, \Delta S_2, \Delta S_3$ и т. д. нулю, согласно равенству (23), дает нам после исключения промежуточных значений p' и v' на основании законов адиабатических процессов $pv^{\gamma} = \text{const}$ и изотермических $pv = \text{const}$:

$$\frac{\varphi_1}{T_1} - \frac{\varphi_2}{T_2} + k \left\{ \ln p_1 - \ln p_2 - \frac{\gamma}{\gamma-1} (\ln T_1 - \ln T_2) \right\} + e \int_{T_2}^{T_1} \frac{\sigma}{T} dT = 0. \quad (24)$$

Здесь через γ обозначено отношение теплоемкости газа при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме ($\gamma = \frac{C_p}{C_v}$).

(24) представляет собой формулу, связывающую работу выхода с температурой. Чтобы упростить выражение этой зависимости, будем считать температуру тела A_2 постоянной и сосредоточим наше внимание на зависимости φ_1 от T_1 . Все постоянные члены нашей формулы соединим в одно слагаемое B . Значки у букв отбросим. Тогда (24) переписывается так:

$$\ln p - \frac{\gamma}{\gamma-1} \ln T + \frac{\varphi_0}{kT} + \frac{e}{k} \int_{T_2}^{T_1} \frac{\sigma}{T} dT + B = 0. \quad (25)$$

Дифференцируем (25) по T , пользуемся равенствами (16) и (17) и замечаем, что согласно (17')

$$\frac{\varphi_0}{kT^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T}.$$

После соответствующих преобразований находим:

$$\frac{d\varphi_0}{dT} = \frac{k}{\gamma - 1} - \varepsilon \sigma. \quad (26)$$

Из всех металлов коэффициент σ наибольший для висмута, но и в этом случае $\varepsilon \sigma$ приблизительно равно лишь $0,1 \frac{K}{\gamma - 1}$, вообще же $\varepsilon \sigma \ll \frac{K}{\gamma - 1}$, так что вторым членом правой части выражения (26) мы можем пренебречь по сравнению с первым. Вставляя вместо γ его значение для идеального одноатомного газа $\frac{5}{3}$, находим:

$$\frac{d\varphi_0}{dT} = \frac{3}{2} k,$$

и отсюда

$$\varphi_0 = \varphi_0 + \frac{3}{2} kT, \quad (27)$$

где φ_0 — работа выхода при $T=0$. Таким образом искомая зависимость φ_0 от T найдена.

Возвращаясь к формуле (20), находим на основании (27):

$$\int \frac{\varphi}{kT^2} dT = -\frac{\varphi_0}{kT} + \frac{3}{2} \ln T + \ln C_1,$$

т. е.

$$e^{\int \frac{\varphi}{kT^2} dT} = C_1 T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}},$$

и, следовательно:

$$I = AT^2 \cdot e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}}, \quad (28)$$

где $A = \varepsilon \cdot C_1 \cdot C \sqrt{\frac{K}{2\pi m_0}} = \text{const}$. Формула (28) представляет собой вторую формулу Ричардсона. Отличие ее от первой формулы, кроме показателя степени при T во втором множителе, заключается в том, что φ_0 и b_0 в этой формуле приняты заведомо независимыми от температуры.

Чтобы разобраться в вопросе, какое влияние на окончательный результат оказывает допущенное нами пренебрежение членом $\varepsilon \sigma$ в правой части равенства (26) по сравнению с первым слагаемым этой части, сделаем упрощающее предположение, что σ не зависит от T и введем обозначение:

$$\frac{3}{2} k - \varepsilon \sigma = a. \quad (29)$$

Тогда взамен (27) будем иметь:

$$\frac{d\varphi_0}{dT} = a, \quad \varphi_0 = \varphi_0 + aT, \quad (27')$$

и окончательно:

$$I = A \cdot T^{\left(\frac{a}{k} + \frac{1}{2}\right)} \cdot e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}. \quad (30)$$

Формула (30) отличается от прежнего результата (28) только показателем при T . Подставляя в (30) вместо α его наибольшее значение (для висмута), убеждаемся, что в этом случае показатель степени при T в (30) будет 1,85, во всех остальных случаях еще ближе к 2.

При подсчете эмиссионного тока по формуле Ричардсона при практически существенных значениях T главную роль играет последний множитель, содержащий T в показателе. При изменении T изменение этого множителя настолько преобладает над изменением предыдущего, что до последнего времени не было возможности разобраться на основании эксперимента, какая из двух формул Ричардсона лучше оправдывается опытом, несмотря на такое большое различие в показателях при T , как $1/2$ и 2. Тем более трудно было бы установить на основании измерений эмиссионного тока точную величину показателя в пределах 1,85 и 2. Поэтому работы последних лет, посвященные формуле Ричардсона, исходят не из необходимости уточнить практическое содержание формулы, а имеют целью подвести под эту формулу более твердую теоретическую базу. В этих работах [2, 5, 6, 7] (Ричардсон, Дэймэн, Шоткли, Вильсон, Рашевский, Бриджман) подвергаются более детальному рассмотрению вопросы, связанные с применением формул термодинамики к термionicным процессам, а также учитываются те изменения, которые необходимо внести в представление о движении электронов в металле и вакууме на основании квантовой теории.

Остановимся на первой по времени (1923 г.) работе Дэймэна [2], важной в том отношении, что она решила вопрос о двух формулах Ричардсона в пользу второй формулы, которой с этого времени стали пользоваться вместо первой под названием «формулы Ричардсона-Дэймэна».

Дэймэн исходит из термодинамической формулы, выражающей скрытую теплоту L перехода тела из твердой или жидкой (конденсированной) фазы в газообразную:

$$L = RT^2 \frac{d(\ln p)}{dT}, \quad (31)$$

где p — давление насыщенного пара при температуре T . Обозначим удельную теплоемкость конденсированной фазы через c_p , удельную теплоемкость пара через C_p , значение L при абсолютном нуле — через L_0 . Для того чтобы найти разность между величинами L и L_0 , надо из количества тепла, необходимого для нагревания 1 г тела в газообразном состоянии от 0° до T , вычесть количество тепла, необходимое для нагревания 1 г того же тела в конденсированном состоянии от 0 до T . Таким образом можно написать:

$$L = L_0 + \int_0^T C_p dT - \int_0^T c_p dT. \quad (32)$$

Как было сказано в гл. II, один из выводов квантовой теории заключается в том, что отступления в движении молекул газа от представлений кинетической теории газов наиболее сильно сказываются при очень низких температурах. Здесь газы находятся «в состоянии вырож-

дения». Вырождение газа при понижении температуры начинается тем раньше, чем меньше масса молекулы газа, а именно, выводы простой кинетической теории газов применимы, если

$$10mkT \gg h^2 n^{\frac{2}{3}}, \quad (33)$$

где m — масса молекулы газа, h — постоянная Планка. В приложении к электронам (33) даст:

$$T \gg 3,5 \cdot 10^{-11} n^{\frac{2}{3}}. \quad (34)$$

Кинетическая теория применима к электронному газу при комнатной температуре (300°K) лишь при $n < 10^{19}$.

При том числе n , которое соответствует плотности электронного газа в металле, этот газ является вырожденным не только при комнатной температуре или при обычных температур х накала вольфрамовых нитей (2500°K), но и при гораздо более высоких, вплоть до десятков тысяч граду·ов.

Желая применить формулу (32) к термоионной эмиссии, которую мы рисуем себе как «испарение электронного газа», мы должны это иметь в виду. Первым следствием вырождения электронного газа в металле является заключение, что движение электронов в металле в противоположность представлениям классической электронной теории, не играет никакой роли в вопросе о теплоемкости металла. Поэтому, применяя к нашему электронному газу формулу (32), мы должны c_p — теплоемкость твердой фазы — приравнять нулю. При подсчете интеграла, содержащего C_p , мы должны воспользоваться теми формулами, которые дает квантовая теория для теплоемкости газа при низких температурах. Дешмен пользуется при этом формулами, выведенными Саккюром и Тетроде [3,4]. Вставив (32) в (31), полагая $C_p = \frac{5}{2} R$ и произведя интегриацию, он получает:

$$\ln p = -\frac{L_0}{RT} + \frac{1}{R} \int_0^T \frac{C_p dT}{T^2} + i, \quad (35)$$

где константа интегриации i , согласно Саккюру и Тетроде, равна:

$$i = i_0 + \frac{3}{2} \ln Nm,$$

причем

$$i_0 = \ln \frac{(2\pi)^{\frac{5}{2}} h^{\frac{5}{2}}}{N^{\frac{5}{2}} h^3}. \quad (36)$$

Таким образом (35) дает:

$$\ln p = -\frac{L_0}{RT} + \frac{5}{2} \ln T + i_0 + \frac{3}{2} \ln Nm, \quad (37)$$

и, наконец, переходя от логарифмов к числам:

$$p = N^{\frac{3}{2}} m_0^{\frac{3}{2}} e^{i_0} T^{\frac{5}{2}} \cdot e^{-\frac{L_0}{RT}}, \quad (38)$$

Зная p , находим по формулам (19) и (16) число электронов N_1 , покидающих в течение 1 сек. 1 см² поверхности металла, и далее, величину эмиссионного тока с 1 см²:

$$I = \frac{N_1^2 m e^2}{\sqrt{2\pi k}} T^2 e^{-\frac{L_0}{kT}} = \frac{2\pi m e k^2}{h^3} T^2 e^{\frac{L_0}{kT}} \quad (39)$$

Обозначая первый множитель через A , а $\frac{L_0}{k}$ через b_0 , приходим к общему виду второй формулы Ричардсона:

$$I = A T^2 e^{-\frac{b_0}{T}} \quad (40)$$

Сравнивая (40) и (39), видим, что b_0 сохранило прежнее значение: это есть отношение работы выхода (или, что то же, — работы испарения) одного электрона к константе k Больцмана. Что же касается константы A , которая в выводе Ричардсона не получила толкования, то формула, определяющая величину этой константы, по Дёшмэну, как показывает выражение (39), содержит лишь одни постоянные величины и ряд общих физических констант m, e, k, h без каких бы то ни было величин, характеризующих данный металл. Поэтому, согласно выводу Дёшмэна, A является величиной постоянной для всех металлов. Численное ее значение:

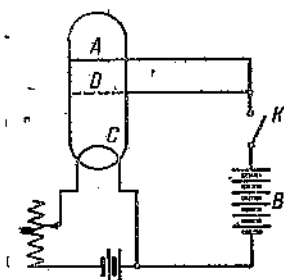
$$A = 60,2 \frac{\text{ампер}}{\text{см}^2 \text{град}^2} \quad (41)$$

Это значение константы A хорошо соответствует всем экспериментальным данным, относящимся к чистым металлам. Для более сложных тел (например оксиды) A имеет другие, сильно разнящиеся от (41) значения, лежащие в пределах от $1,10 \cdot 10^{-12}$ до 167. Это показывает, что теория Дёшмэна вполне приложима лишь к чистым металлам. Бриджмен, а также Рашевский показали, что представления, лежащие в основе вывода Дёшмэна, не точны в том отношении, что в раскаленном эмитирующем металле нельзя ограничиваться рассмотрением того, что происходит лишь с одними электронами. Необходимо учитывать в балансе тепловой энергии разность $C_{p, \text{атом}} - C_{p, +}$ между теплоемкостью нейтрального атома, от которого отделяется электрон, и образующегося в результате этого отделения положительного иона. В чистых металлах величина $(C_{p, \text{атом}} - C_{p, +})$, повидимому, очень близка к нулю, и потому теория Дёшмэна в этом случае приводит к результатам, хорошо согласующимся с опытом.

Сделанные за последнее время приложения новой квантовой механики и новой молекулярной статистики Ферми к электронам в металле, которые привели к новейшей электронной теории металлов Зоммерфельда, дают для термоэлектрического тока формулу, по виду вполне совпадающую со второй формулой Ричардсона (40). Показатель степени также получается близким к 2. Таким образом формула Ричардсона-Дёш-

мэна, оказывается покоящейся на твердой теоретической базе, независимо от крушения тех слишком упрощенных представлений, на которых был основан ее первоначальный вывод.

§ 5. Определение работы выхода φ из скрытой теплоты эмиссии электронов. Мы все время проводили аналогию между явлением термоионной эмиссии и переходом молекул при испарении из жидкой фазы в газообразную и говорили о скрытой теплоте эмиссии электронов. Известно, что необходимость затраты некоторой «скрытой теплоты» приводит при испарении к охлаждению испаряющейся жидкости. Легко убедиться на любой катодной лампе в наличии подобного же явления при термоионной эмиссии. Соберем электрическую схему (фиг. 92) так, чтобы при помощи ключа K можно было в любой момент накладывать на сетку D и анод A катодной лампы напряжение, достаточное для получения тока насыщения. Дадим нити C накал, достаточный для заметной эмиссии (в несколько мА). Мы уви-



Фиг. 92.

дим, что при каждом замыкании ключа K накал, а следовательно, и температура нити будет заметно уменьшаться, при размыкании, наоборот, увеличиваться. Это объясняется так: при отсутствии внешнего поля, когда ключ K разомкнут, электроны ничем от поверхности нити не удаляются. Здесь устанавливается некоторое «давление электронного газа». Число возвращающихся в металл электронов равно числу электронов, выходящих из металла в вакуум. После замыкания ключа K все выходящие из металла электроны удаляются электрическим полем. Остается лишь односторонний поток электронов из металла в вакуум.

В результате энергия, которую уносят с собой эти электроны, имеющие скорость, достаточную для преодоления работы выхода, ничем не восполняется, так как скорость теплового движения электронов, возвращающихся в нить, по электрической цепи $AKBC$, соответствует лишь температуре проводов и потому много меньше скорости эмиттируемых электронов. Этот расход энергии нитью и представляет собой то, что мы называем «скрытой теплотой термоионной эмиссии». При замкнутом ключе K этот расход энергии прибавляется к потере нитью тепла через теплопроводность концов и лучеиспускание, и потому температура нити при замкнутом ключе и наличии эмиссионного тока насыщения ниже, чем при разомкнутом.

Мы знаем, что в одноатомном газе средняя кинетическая энергия атома равна $\frac{3}{2} kT$. Ричардсон показал, что в направленном потоке эмиттируемых металлом электронов средняя кинетическая энергия одного электрона равна $2 kT$. Обозначим через T — температуру накаленной нити, через T_0 — температуру провода, по которому электроны возвращаются в нить, через φ — работу выхода электрона в вольтах. При эмиссии одного электрона нить теряет энергию $\frac{1}{300} \varphi \cdot e + (T - T_0) 2k$

эргов. Если эмиссионный ток равен I , то за 1 сек. из нити вылетает $\frac{I}{e}$ электронов, а потеря энергии U нити за это время равна:

$$U = I \left[\frac{1}{300} \varphi + \frac{2k}{e} (T - T_0) \right]. \quad (42)$$

Допустим, что для того, чтобы восполнить эту убыль и привести нить к прежней температуре, надо увеличить ток накала нити I_h на величину ΔI_h . Пусть W — сопротивление нити. При отсутствии эмиссии ток выделял в нити в 1 сек. энергию $I_h^2 W$. После увеличения тока накала на ΔI_h энергии выделяется: $(I_h + \Delta I_h)^2 W$.

Разность между этими двумя величинами представляет собой как раз подчитанную выше энергию U .

Мы можем написать:

$$U = W[(I_h + \Delta I_h)^2 - I_h^2],$$

или, делая приведение подобных членов, отбрасывая величину второго порядка малости по сравнению с ΔI_h и вставляя вместо U его значение из (42):

$$U = I \left[\frac{1}{300} \varphi + \frac{2k}{e} (T - T_0) \right] = 2 W \cdot I_h \Delta I_h. \quad (43)$$

Измеряя W , I_h , ΔI_h , T , T_0 и I , можно из равенства (43) вычислить работу выхода φ . Опыт ставится так. При отсутствии поля (отрицательный потенциал на аноде) измеряют I_h и W . Затем на анод накладывают потенциал, дающий ток насыщения. Температура и сопротивление нити падают. Увеличивают I_h до тех пор, пока сопротивление, а, следовательно, и температура нити не достигает прежнего значения, и измеряют ΔI_h и I . Температуру определяют термометром или высчитывают ее по сопротивлению на основании таблиц, составленных для вольфрама Ленгмюром, Вортингом и Форсайтом [19].

Описанным методом было произведено определение работы выхода электронов для вольфрама Дэвиссоном и Джермером [19].

Таблица 1.

T (°K)	I (mA)	b_0
1935,5	0,0034	51 890
2036,0	0,3967	51 860
2086,5	0,7656	51 900
2131,5	1,362	51 840
2158,0	1,902	51 820
2204,0	3,269	51 820
2235,0	4,606	51 870
2270,0	7,394	51 920
2306,0	9,792	51 900

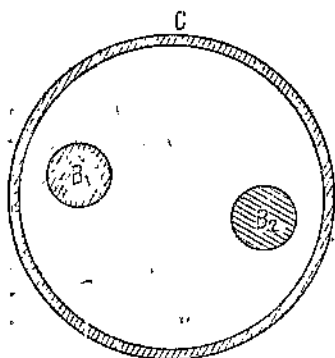
На основании этой работы Дёшмэн произвел проверку своей формулы, и причем у него получилась следующая таблица:

Средняя величина коэффициента b_0 с введенным поправкой на эффект Шоттки (см. выше) оказалась равной $52\,360$, а работа выхода $4,52 \pm 0,05$ V. Определение b_0 по формуле из непосредственных измерений эмиссионного тока дало Дёшмэну $52\,600 \pm 250$ и $\varphi = 4,485$ V, т. е. очень хорошее совпадение результатов двух совершенно различных методов.

Если же применить к тем же экспериментальным данным Дёшмэна первую формулу Ричардсона, то φ получается равным $4,778$ V.

Дешмэн устанавливает, что расхождение между этой последней величиной и цифрой 4,52, полученной Дэвиссоном и Джермером, лежит за пределами ошибок наблюдений. Таким образом можно считать, что сопоставление результатов определения φ описанными двумя различными методами, является экспериментальным подтверждением второй формулы Ричардсона и позволяет сделать также и со стороны эксперимента выбор между первой и второй формулами в пользу второй.

§ 6. Соотношение между работой выхода и контактной разницей потенциалов двух металлов. Пусть в закрытом пространстве, ограниченном непроницаемой оболочкой C , находятся два различные металлических тела B_1 и B_2 (фиг. 93), имеющие одну



Фиг. 93.

и ту же температуру T . Пусть для металла B_1 работа выхода электрона меньше, чем для металла B_2 . В таком случае число электронов n_1 в 1 см^3 около тела B_1 будет больше, чем то же число n_2 в 1 см^3 близ поверхности тела B_2 . Вследствие этого возникнет передвижение электронов от B_1 к B_2 , и переход излишних электронов внутрь тела B_2 , пока потенциал тела B_2 не делается настолько отрицательным по отношению к B_1 , что возникшее поле будет препятствовать дальнейшему переносу электронов от B_1 к B_2 . Чтобы связать возникающую таким образом между B_2 и B_1 разность потенциалов с давлением p_1 и p_2 электронного газа, у тел B_1 и B_2 и далее,

с n_1 и n_2 , мы можем повторить рассуждение, примененное нами выше при выводе второй формулы Ричардсона, и воспользоваться выведенной при этом формулой (22). Эта формула дает нам:

$$\frac{(\varepsilon_1 - V_2)}{kT} = \ln \frac{p_1}{p_2} = \ln \frac{n_1}{n_2}, \quad (44)$$

так как p и n пропорциональны между собой. С другой стороны числа N_1 и N_2 эмиттируемых в 1 сек. с 1 см^2 электронов, а следовательно, и силы эмиссионных токов 1 см^2 тоже пропорциональны n_1 и n_2 [формула (19)].

Таким образом, обозначая разность потенциалов $V_1 - V_2$ через V , получим:

$$\frac{\varepsilon V}{kT} = \ln \frac{I_1}{I_2}. \quad (45)$$

По формуле Ричардсона-Дешмэна, выражая работу выхода в вольтах¹⁾:

$$I_1 = AT^2 e^{-\frac{\varepsilon \varphi_1}{kT}}; \quad \ln I_1 = \ln A + 2 \ln T - \frac{\varepsilon \varphi_1}{kT};$$

$$I_2 = AT^2 e^{-\frac{\varepsilon \varphi_2}{kT}}; \quad \ln I_2 = \ln A + 2 \ln T - \frac{\varepsilon \varphi_2}{kT},$$

¹⁾ Опускаем в дальнейшем для удобства писания формул фактор $\frac{1}{300}$ или, другими словами, выражаем заряд электрона ε в соответствующих единицах, так чтобы $\varepsilon \varphi = \varphi^0$.

и следовательно:

$$\ln I_1 - \ln I_2 = \ln \frac{I_1}{I_2} = \frac{e}{kT} (\varphi_2 - \varphi_1). \quad (46)$$

Формулы (44) и (46) дают нам:

$$V = \varphi_2 - \varphi_1. \quad (47)$$

Наш вывод совершенно не зависит от расстояния между телами B_1 и B_2 : он остается в силе и в том случае, если эти тела соприкасаются, но тогда V есть не что иное, как «контактная разность потенциалов» металлов B_1 и B_2 . Таким образом равенство (47) говорит нам, что разность между работой выхода электронов из двух металлов равна их контактной разности потенциалов в вакууме. Необходимой предпосылкой нашего вывода служит то обстоятельство, что величина A в формуле Ричардсона-Дэшмана является постоянной для всех металлов. Тщательные измерения контактных разностей потенциалов различных металлов, при соблюдении условий хорошего вакуума, показали, что соотношение (47) на опыте оправдывается. Этот экспериментальный факт также следует считать подтверждением формулы Ричардсона-Дэшмана.

§ 7. Теория эмиссии Шоттки. Зависимость работы выхода от внешнего поля. Если мы имеем ровную плоскую поверхность MN какого-либо проводника и на некотором расстоянии x от этой поверхности — электрический заряд e , то заряд e индуцирует на поверхности MN проводника заряд противоположного знака. Этот индуцированный заряд притягивает наш заряд e так же, как заряд противоположного знака, сосредоточенный в точке, где помещается зеркальное изображение заряда e в плоском зеркале MN . Поэтому принято говорить о силе «зеркального отображения заряда» (*Bildkraft*).

Рассматривая с этой точки зрения процесс выхода электрона из металла, Шоттки^[11, 12] разбивает весь путь электрона на две части: в первой части электрон находится, главным образом, под действием ближайших к нему ионов и атомов металла. Величина результирующей силы, действующей на электрон в каждый момент времени на этом пути, зависит от их расположения. Во второй части пути электрон находится уже настолько далеко от каждого иона или атома, что действие каждого из них в отдельности можно уже не учитывать, а считать, что на электрон действует суммарно избыток положительных зарядов металла. Шоттки отождествляет формально это суммарное действие с «билдкрафт» электростатики. То расстояние от поверхности металла, начиная с которого на электрон действует только «билдкрафт», Шоттки обозначает через x_0 и условно так выбирает расстояние x_0 , чтобы работа выхода, совершаемая электроном, против задерживающей его движение силы на пути от точки, лежащей на расстоянии x_0 от поверхности металла до бесконечности, равнялась бы $\frac{\varphi}{2}$, т. е. половине всей работы выхода. Под бесконечностью здесь практически надо понимать такое расстояние от поверхности металла, на котором действующая на электрон «билдкрафт» становится исчезающе малой: это расстояние можно считать порядка 10^{-4} см.

Так как сила, с которой на расстоянии x от поверхности металла действует на электрон его «зеркальное отображение», равна $\frac{e^2}{4x^2}$, то подсчет работы $\frac{\varphi}{2}$ дает нам:

$$\frac{\varphi}{2} \int_{x_0}^{\infty} \frac{e}{4x^2} dx = \frac{e}{4x_0}, \quad (48)$$

или

$$x_0 = \frac{e}{2\varphi}.$$

В табл. 2, взятой из одной из работ Дэймэна, приведены для различных металлов, наряду со значениями константы b_0 и работы выхода φ (в вольт-э), расстояния x_0 , вычисленные по формуле (48). Последний столбец таблицы дает отношение x_0 к так называемому «атомному диаметру» σ соответствующего металла ¹⁾.

Теория строения материи говорит нам, что электрическое поле атома чрезвычайно быстро убывает с расстоянием и что на расстоянии порядка σ действие отдельного атома на другие атомы и на электроны становится исчезающе малым. Поэтому, если предположение, положенное Шоттки в основу подсчета величины — x_0 , реально, то отношение $\frac{x_0}{\sigma}$ должно быть порядка единицы. Последний столбец табл. 2 показывает, что этот критерий оправдывается.

Таблица 2.

Z	Элемент	b_0	φ	$x_0 10^8$	x_0/σ
20	Кальций	26 000	2,24	3,19	0,81
39	Иттрий	37 000	3,19	2,25	0,59
40	Цирконий	38 000	3,23	2,19	0,68
42	Молибден	50 000	4,31	1,66	0,57
58	Церий	35 600	3,07	2,33	0,64
73	Тантал	51 000	4,31	1,66	0,56
74	Вольфрам	52 600	4,53	1,58	0,56
92	Уран	38 000	3,28	2,19	0,70

Z — порядковый номер элемента в периодической системе.

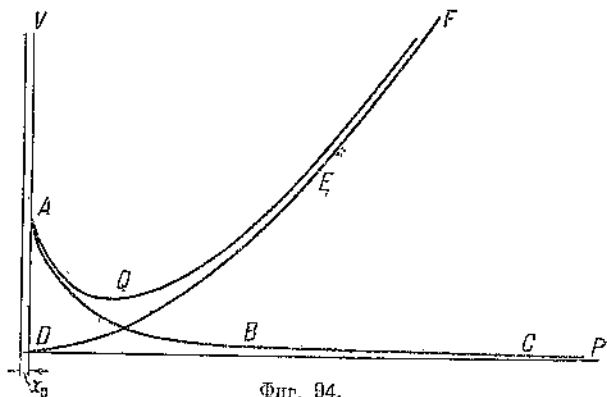
Разделение всего пути электрона из металла в вакуум на два участка нужно Шоттки для того, чтобы подсчитать, какое влияние на термоионную эмиссию оказывает существующее около эмиттирующей электроны поверхности внешнее поле. При отсутствии внешнего поля из металла вылетают только те электроны, которые при приближении

1) «Атомный диаметр» вычисляется из объема, занимаемого граммом данного вещества, и числа Авогадро и дает, в сущности, то расстояние, на котором должны находиться центры атомов при совершенно равномерном во всех направлениях расположении последних.

их к поверхности металла обладают кинетической энергией, равной или большей, чем работа выхода φ . В случае, если, кроме поля соседних атомов на первом участке пути и кроме «билдкрафт» на втором участке, на электрон действует еще внешнее электрическое поле, ускоряющее его движение и противодействующее удерживающим его силам, то запас кинетической энергии, которой должен обладать электрон, чтобы вырваться из металла, может быть меньше, чем в случае отсутствия внешнего поля. Другими словами, при наличии внешнего поля работа выхода электрона должна уменьшаться. Так как первый участок пути электрона (до расстояния $x = x_0$) много меньше второго (от $x = x_0$ до $x = 10^{-4}$ см, где становится исчезающе малой действие «билдкрафт»), то, подсчитывая влияние внешнего поля на работу выхода, Шоттки учитывает это поле лишь на втором участке. Зная величину «билдкрафт» $\frac{\varepsilon}{4x^2}$, которая действует на электрон в каждой точке его пути

на расстоянии x от поверхности металла, построим кривую распределения потенциала, соответствующего этой силе.

Пусть эта кривая будет ABC (фиг. 94). Кривая, как нетрудно сообразить, представляет собой гиперболу и асимптотически приближается к оси X . Пусть точка P соответствует расстоянию, на котором «билдкрафт» становится исчезающе малой, так что здесь наша гипербола практически сливается с осью X . Нанесем на тот же чертеж кривую DEF , соответствующую распределению потенциала внешнего поля. Чтобы найти результирующую силу, действующую на электрон в каждой точке его пути, надо в каждой точке сложить ординаты кривых ABC и DEF и построить, таким образом, результирующее распределение потенциала. Наклон касательной в каждой точке этой новой кривой определит собой действующую на электрон силу. Кривая распределения потенциала будет иметь минимум в точке Q . Во всех точках влево от минимума результирующая сила замедляет движение электрона. Во всех точках направо от Q результирующая сила ускоряет движение электрона. При отсутствии внешнего поля поверхность металла окончательно покинут все электроны, достигающие точки P . При наличии внешнего поля поверхность металла окончательно покинут все электроны, достигающие точки Q . Электроны, не долетевшие до этих точек, вернутся обратно в металл. Шоттки подсчитывает отношение числа электронов, достигающих при отсутствии поля точки P , к числу электронов, достигающих при наличии поля точки Q . Это отношение дает ему отношение эмиссионных токов



Фиг. 94.

в обоих случаях. При этом ввиду малости всех расстояний от поверхности металла Шоттки приравнивает во всех точках напряжение внешнего поля градиенту потенциала у самой поверхности металла при $x=0$. Обозначая этот градиент через $\frac{dV}{dx}$ и заменяя входящие в формулу физические константы их численными значениями, Шоттки приходит к формуле:

$$\frac{I}{I_0} = e^{\frac{4,39}{T} \sqrt{\frac{dV}{dx}}}; \quad (49)$$

здесь I — эмиссионный ток при наличии внешнего поля, I_0 — тот же ток при отсутствии поля. В случае цилиндрических электродов — нити, окруженной коаксиальным ей цилиндрическим анодом, — (49) принимает вид:

$$\frac{I}{I_0} = e^{\frac{4,39}{T} \sqrt{\frac{E_a}{r_0 \ln \frac{r_a}{r_0}}}}, \quad (50)$$

где E_a — потенциал анода по отношению к нити, r_a — радиус анода, r_0 — радиус нити.

Дёшмен экспериментально весьма тщательно проверил формулу Шоттки (50). Результаты его измерений сводятся к следующему. Логарифмируя выражение (50), находим:

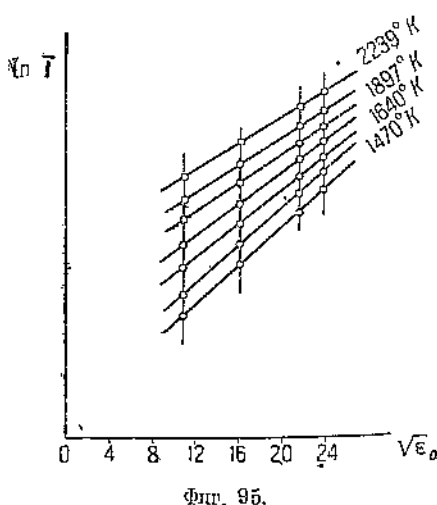
$$\ln I = \ln I_0 + \frac{4,39}{T} \sqrt{\frac{E_a}{r_0 \ln \frac{r_a}{r_0}}}$$

и если измерения производятся при постоянном T , меняя лишь напряжение на цилиндрическом аноде E_a :

$$\ln I = \ln I_0 + C \sqrt{E_a}, \quad (51)$$

где C — некоторая константа.

Таким образом, если по оси абсцисс откладывать $\sqrt{E_a}$, а по оси ординат $\ln I$, то в результате должна получиться прямая линия. Действительно, как показывает фиг. 95, взятая из работы Дёшмена, точки, нанесенные на чертеже согласно его измерениям, очень хорошо ложатся на прямые линии, из которых каждая соответствует определенной температуре. Для того чтобы охарактеризовать величину влияния внешнего поля на эмиссионный ток, приводим из той же работы Дёшмена табл. 3. Длина нити в этом опыте была 15 см; диаметр нити 0,01003 см; площадь поверхности нити 0,474 см².



Фиг. 95.

Таблица 3.

E_0 (вольт)	(при $T = 2239^\circ\text{K}$) $I(10^{-3}$ ампер)	(при $T = 2065^\circ\text{K}$) $I(10^{-3}$ ампер)	(при $T = 1897^\circ\text{K}$) $I(10^{-4}$ ампер)
100	0,984	0,996	0,910
225	1,050	1,060	0,975
400	1,124	1,124	1,040
475	1,154	1,150	1,065

Числа табл. 3 показывают, что при изменении потенциала цилиндрического анода от 100 до 475 В ток насыщения увеличивается на целых 17%.

Таким образом при точных определениях работы выхода ϕ совершенно необходимо учитывать «поправку на эффект Шоттки».

§ 8. Вырывание электронов из металла сильным полем. Согласно формуле Ричардсона-Дэшмэна, эмиссионный ток существует при всяком T , только при малом T этот ток очень мал. С другой стороны, внешнее поле, уменьшая работу выхода, увеличивает эмиссионный ток. Спрашивается, нельзя ли настолько увеличить внешнее поле, чтобы эмиссионный ток достиг заметной величины при температуре металла порядка комнатной температуры. Опыт показывает, что подобное явление, действительно, может иметь место. Если в вакууме поместить на очень близком расстоянии два металлических электрода и постепенно увеличивать наложенную между ними разность потенциалов, то вакуум, как бы высок он ни был, пробивается электрическим током при напряжении поля между электродами порядка 10^6 — 10^7 В/см. Как показали исследования Милликена и Эйрика^[13], формулы Шоттки к этому случаю не вполне применимы. Это объясняется тем, что при таких сильных полях, которые требуются для получения этого явления, называемого «автоэлектрическим эффектом», влияние внешнего поля сказывается не только в сфере действия «билдкрафт», а уже на первом шотткинском участке пути электрона и, повидимому, даже еще глубже — во внешних слоях металла. Кроме того, при этом явлении должны очень сильно сказываться все неровности на поверхности металла, в особенности бугорки, возвышающиеся над средним уровнем, так как у таких более или менее острых бугорков напряжение внешнего поля, зависящее от геометрической формы электродов, имеет наибольшую величину. Как увидим в соответствующих главах этой книги, при объяснении некоторых особенностей газового разряда, в настоящее время приходится очень сильно считаться с возможностью автоэлектрического эффекта у катода.

§ 9. Распределение скоростей в потоке электронов при термоионной эмиссии. При всех теоретических выкладках электронам, вылетающим из металла, приписывается такое движение, как если бы это были молекулы какого-то газа. Если такой метод рассмотрения движения электронов допустим, то скорости эмиттированных электронов должны быть распределены по максвелловскому

закону распределения скоростей для молекул газа. Вопросом экспериментальной проверки этого факта занимался как сам Ричардсон, так и другие исследователи. Мы остановимся здесь только на произведенных в новейшее время весьма тщательно поставленных опытах Джермера. Самый метод определения распределения скоростей среди электронов состоит в том, что эмиттированные катодом электроны улавливаются другим электродом, находящимся в той же трубке — для краткости будем называть его анодом — причем на этот анод накладывается некоторое задерживающее напряжение.

Появляясь, что на анод попадают только те электроны, скорость которых при вылете с поверхности катода достаточно велика для того, чтобы преодолеть задерживающее действие разности потенциалов V между катодом и анодом, т. е. те электроны, скорость которых v удовлетворяет условию:

$$\frac{mv^2}{2} > eV. \quad (52)$$

Измеряя токи I_1 и I_2 на анод, соответствующие двум различным разностям потенциалов V_1 и V_2 , причем $|V_2| > |V_1|$, и взяв отношение $\frac{I_1 - I_2}{I_1}$, найдем, какая доля электронов, участвующих в токе I_1 , имеет скорости, лежащие в пределах между скоростями v_1 и v_2 , которые по (52) соответствуют разностям потенциалов V_1 и V_2 . Установив в достаточно широких пределах зависимость I от V , можно определить распределение скоростей среди эмиттируемых катодом электронов.

В опытах Джермера¹⁴¹ задерживающий потенциал был наложен на цилиндрический электрод, окружающий коаксиально вольфрамовую нить. Для этого случая Шоттки дал формулу, выражающую при наличии максвелловского распределения скоростей среди электронов ток на цилиндрический анод, потенциал которого V ниже потенциала нити, через ток насыщения I_s (получающийся при большом положительном потенциале анода)

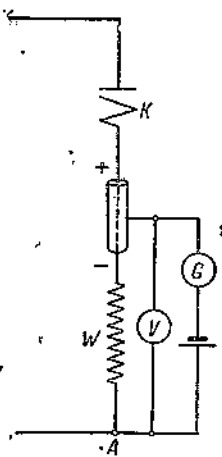
$$I = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{\frac{V_s}{kT}} \cdot e^{-\frac{V_s}{kT}} + \int_{\sqrt{\frac{V_s}{kT}}}^{\infty} e^{-x^2} \cdot dx \right]; \quad (53)$$

здесь V — абсолютная величина потенциала анода по сравнению с нитью. Измерения Джермера были произведены при восьми различных температурах катода от 1440 до 2475° К. Измерялись эмиссионные токи от десятых долей ампера до 10^{-13} А (последние электрометром). На всем этом громадном интервале формула (53) оправдалась в пределах ошибок наблюдений. Следовательно, на всем этом интервале при указанных выше температурах среди эмиттированных электронов существует максвелловское распределение скоростей.

Приведем еще несколько подробностей этих замечательных опытов. Мешающее наблюдения падение потенциала вдоль нити Джермер исключил следующим образом: нить накаливалась переменным током

500 пер/сек, выпрямленным при помощи кенотрона. В ту половину периода, когда через нить шел ток накала, на цилиндре-аноде действовало высокое отрицательное напряжение, заправлявшее всякий ток на анод. В другую половину периода это напряжение автоматически выключалось. Достигалось это тем, что цепь от источника, подающего на цилиндр напряжение V , была присоединена к цепи нити в точке A (фиг. 96), между которой и отрицательным концом нити было помещено сопротивление W , обуславливающее в A при прохождении через нить тока накала падение потенциала по сравнению с нитью в несколько десятков вольт.

Современная теоретическая физика приходит на основании новой молекулярной статистики к закону распределения скоростей, не совсем совпадающему с законом Максвелла, но, во-первых, отступления лежат лишь в области малых скоростей и становятся заметными лишь далеко от максимума кривой распределения, а, во-вторых, степень вырождения газа, согласно формуле (34), стр. 162 (по которой классические формулы применимы к электронному газу, если $T \gg 3,5 \cdot 10^{-11} n^{2/3}$), зависит не только от T , но и от числа n . Вследствие того, что n для свободных электронов внутри металла много больше, чем n для эмиттированных электронов, то «электронный газ», окружающий, по нашему представлению, эмиттирующее тело, лишь слабо вырожден, тогда как электронный газ внутри металла сильно вырожден. Поэтому и на настоящем этапе можно считать закон максвелловского распределения скоростей среди электронов, эмиттированных металлом, практически достаточно точным отображением реальной действительности. Средняя (наиболее вероятная) скорость эмиттируемых электронов при температуре нити 2500°K оказывается эквивалентной 0,2 V.



Фиг. 96.

§ 10. Эмиссия мономолекулярных слоев. Торированные, оксидные и бариевые катоды.

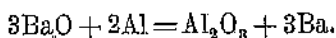
При изготовлении вольфрамовых нитей в вольфрам примешиваются некоторые вещества. Эти примеси в вольфрамовом производстве называются «присадками» и служат для придания вольфрамовой нити определенных механических свойств (уменьшение хрупкости, провисаемости и т. п.). Одним из таких присадков является окись металла тория. Работая с волосками из такого «торированного» вольфрама (около 0,5% ThO_2), Лентмур [16] заметил, что при некоторой температурной обработке эти волоски приобретают очень большую эмиссионную способность. Это явление Лентмур назвал активированным торированным нитей и установил для активирования следующий режим. Нить подвергается в вакууме в течение короткого времени, в 30 сек., сильному перекалу в 2850°K . Затем нить поддерживается при температуре $2000\text{—}2100^\circ \text{K}$. При этой температуре ее эмиссия постепенно увеличивается со временем и достигает значений, превосходящих при одной и той же температуре в миллионы

раз эмиссию чистой вольфрамовой нити без тория. Эта высокая, эмиссионная способность сохраняется у нити при температурах ниже 2000°K . Если же нить перегреть выше 2100°K , то ее активность быстро пропадает и может быть восстановлена лишь повторением процесса активирования. Ленгмюр дал следующее объяснение этим явлениям. При температуре 2850°K окись тория, падающая, внутри нити, восстанавливается. Образующийся металлический торий диффундирует изнутри нити на поверхность. При температурах выше 2100°K количество тория, испаряющегося с поверхности вольфрама, больше, чем количество тория, диффундирующего изнутри на поверхность. Поэтому при этих высоких температурах никаких следов тория на поверхности вольфрама не остается, и эмиссия нити ничем не отличается от эмиссии чистой вольфрама. При температурах ниже 2000°K не происходит заметной диффузии тория. В интервале температур $2000-2100^{\circ}$ между количеством тория, диффундирующего на поверхность, и количеством испаряющегося тория устанавливается равновесие; поверхность вольфрамовой нити покрывается мономолекулярным слоем металлического тория. Этот слой затем удерживается и при более низких температурах и является причиной повышенной эмиссии активированной торированной нити. Между верхним слоем молекул вольфрама и слоем молекул тория устанавливается электрическое поле (подобное полю «контактной разницы потенциалов»), чрезвычайно облегчающее выход электронов из нити. Интересно, что работа выхода «торированного» вольфрама (2,94 вольт) ниже работы выхода электрона из сплошного металлического тория. Если в трубке, в которой заключена торированная нить, появляется газ, хотя бы в очень незначительных количествах, то при наложении положительного потенциала на анод газ ионизируется, положительные ионы приобретают ускорение по направлению к нити и, ударяясь о нее, выбивают с ее поверхности молекулы тория. Нить теряет свою активность. Поэтому во всех приборах, в которых применяются торированные нити, требуется поддержание очень высокой степени вакуума (10^{-7} мм Hg). В настоящее время в первоначальные представления Ленгмюра внесено то уточнение, что диффузия молекул тория на поверхность совершается не через толщу кристаллов вольфрама, а вдоль плоскостей соприкосновения отдельных кристаллов вольфрама.

Кроме действия тория, Ленгмюр и его сотрудники [16, 17] обнаружили действие на эмиссию и других мономолекулярных слоев. Так, если ввести в катодную лампу пары металла цезия, то эмиссия вольфрамовой нити тоже чрезвычайно усиливается. Дело в том, что атом цезия легко ионизируется. Цезий гораздо слабее удерживает внешний (валентный) электрон, чем вольфрам. Это свойство выражают, говоря, что «средство к электрону» у Cs больше, чем у W. Когда нейтральный атом Cs в своем движении близко подходит к поверхности вольфрамовой нити, то ионы, составляющие кристаллическую решетку вольфрама, просто-напросто отнимают валентные электроны у атомов цезия. Образующиеся, таким образом, ионы цезия удерживаются на поверхности нити электростатическими силами и образуют на вольфрамовой нити мономолекулярный слой. Уменьшение работы

выхода объясняется так же, как и в случае мономолекулярного слоя тория, действием соответственного «контактного» поля.

Подобный же случай мы имеем и во все более и более распространяющихся в настоящее время в технике изготовления катодных ламп бариевых катодах. Один из способов их изготовления таков. Катод покрывается азидом бария BaN_3 , затем при нагревании азид разлагается и образуется слой чистого бария. Другой, «термитный», способ состоит в том, что к катоду трубки прикрепляется кусочек смеси окиси бария и алюминия (в порошке). Затем анод разогревается токами высокой частоты. Происходит реакция:



Одновременно накладывается электрическое поле между катодом и анодом, вызывающее электрический разряд в парах бария. Ионы бария направляются к нити и образуют на ней равномерный слой. При этом оказывается, что слой этот наиболее прочен, когда он не просто сидит на каком-либо металле, а когда этот металл окислен, т. е. (по Ленгмюру) покрыт мономолекулярным слоем кислорода. В качестве сердцевинки в бариевых нитях применяется не только вольфрам, но и платина и никель.

О бариевыми и торированными катодами произведено интересное исследование в лаборатории ленинградского завода «Светлана», подтверждающее учение Ленгмюра о мономолекулярных слоях [18, 19]. Путем нагревания барий или торий с одной нити перегонялся на другую. Измерялась эмиссия с этой второй нити, а количество осажденного на ней бария определялось, зная скорость испарения бария. И вот оказалось, что эмиссия второй нити была наибольшей, когда количество осажденного на ней бария соответствовало мономолекулярному слою. Параллельно изменению эмиссии менялись и контактные разности потенциалов между нитью и анодом¹⁾.

К той же области явлений относится влияние газов на термоионную эмиссию. Ленгмюр нашел, что присутствие в трубке аргона и паров ртути не влияет на эмиссию вольфрамового волоска. Присутствие азота несколько понижает эмиссию (это становится заметным при давлении азота 10^{-4} мм Hg). Присутствие кислорода понижает эмиссию вольфрамовой нити еще больше, эффект становится заметным при давлении 10^{-5} мм. Объяснение все то же — образование на поверхности вольфрамовой нити мономолекулярного слоя азота или кислорода. Только в этом случае поле, возникающее на границе металла, вследствие присутствия мономолекулярного слоя постороннего вещества не помогает вылету электрона из металла, а, наоборот, затрудняет его и увеличивает «работу выхода».

От такого действия мономолекулярных слоев надо отличать случай, когда газ проникает в толщу металла — растворяется в нем, как это имеет, например, место в платине, находящейся в атмосфере водорода.

1) Приводим этот опыт несколько схематизированно. Подробности см. в цитированных статьях.

В этом случае эмиссия металла зависит от количества растворенного в нем газа. Как в случае растворения газа в металле, так и в случае мономолекулярных слоев значительную роль играют так называемые силы химического сродства и образование соединений металла нити с газом. Так, образование мономолекулярного слоя азота на вольфраме объясняется образованием соединения WN ; это подтверждается тем, что так образование WN , так и влияние азота на эмиссию вольфрама начинается лишь с температуры около $2400^\circ K$.

Особую группу веществ, обладающих большой эмиссией, представляют собой оксиды щелочноземельных металлов. Приводим описание одного из способов изготовления «оксидных катодов». В фарфоровую лодочку наливается расплавленный парафин. В этом парафине размещается тонко размельченная углекислая соль бария, и затем сюда окунается тонкая платиновая нить. Вынув нить из лодочки, парафин дают сперва застыть, а затем нить прокалывают на воздухе. При этом, с одной стороны, сгорает парафин, а с другой — углекислый барий разлагается с образованием окиси бария BaO . По рецепту американской Western Electric C-nie, на нить наносится попеременно всего 16 слоев окиси бария и окиси стронция.

Оксидные катоды не сразу после своего изготовления обладают полной эмиссией. Если покрытую оксидом нить калить в вакууме и в то же время брать с нее эмиссионный ток, то нить «активируется», эмиссионная ее способность увеличивается. Одновременно из нити выделяется кислород. При большом его скоплении в трубке эмиссионная способность нити уменьшается. Тщательное рассматривание активированных оксидных нитей под микроскопом показало, что в слое оксида на этих нитях образуются крупинки металлического бария. Эти крупинки и приходится рассматривать как очаги усиленной эмиссии нити. Самый процесс активирования состоит, повидимому, в процессе электролиза в слое оксида при прохождении эмиссионного тока.

Порядок величины работы выхода оксидов таков:

$$CaO — 2,45 \text{ V}; SrO — 2,27 \text{ V}; BaO — 1,69 \text{ V}.$$

§ 11. Эмиссия положительных ионов. Термоионная эмиссия не всегда заключается в эмиссии электронов. Во-первых, как и следовало ожидать, при температурах, достаточно высоких для того, чтобы испарение металла перестало быть исчезающе мало, испаряются не только нейтральные атомы, но и положительные ионы металла. Во-вторых, эмиссия положительных ионов наблюдается уже при температуре красного каления в металлах, содержащих в себе растворенный газ. Это явление наблюдается у всех свежезготовленных проволок, а также у проволок, находившихся в соприкосновении с газами при температуре около $200^\circ C$ и давлении порядка $50—100 \text{ ат}$.

Кроме того, положительные ионы эмитируются при сравнительно низких температурах некоторыми солями. Последнее явление используется при построении мощных источников ионных пучков, которые требуются при исследованиях взаимодействий ионов с молекулами газов, например при изучении длины свободного пути данных ионов

в том или ином газе в зависимости от их скорости. Эмиссия положительных ионов подчиняется формуле Ричардсона.

§ 12. Шрот-эффект. Явление термоионной эмиссии есть явление атомистического порядка. В нем участвует большое число частиц, движущихся независимо одна от другой. Поэтому явление термоионной эмиссии должно подчиняться всем законам статистической механики. В частности, число электронов, покидающих поверхность металла за малый промежуток времени Δt , не будет постоянным, а будет подвержено таким же колебаниям или, как выражаются в статистической механике, «флуктуациям», как, например, число молекул газа, заключающихся в небольшом объеме. Это значит, что промежутки времени, протекающие между моментами вылета отдельных электронов, бывают самые различные, и величины их распределяются по законам случайных явлений.

В статистической механике показывается, что если какая-либо величина, например количество n_c электронов, покидающих катод за какой-либо данный промежуток времени Δt , подвержена флуктуациям и мы обозначим ее отклонение от среднего арифметического значения через n_1 , так что $n_1 = n_c - n_0 \Delta t$, где n_0 — число электронов, вылетающих из катода за 1 сек., и подсчитаем за большой (по сравнению с Δt) промежуток времени средний квадрат этих отклонений $\overline{n_1^2}$, то этот квадрат будет численно равен среднему значению той величины, отклонения от которой исследуются, т. е.:

$$\overline{n_1^2} = n_0 \Delta t. \quad (54)$$

Пусть среднее значение силы эмиссионного тока, т. е. та сила тока, которую показывают наши приборы, слишком грубые для того, чтобы отмечать флуктуации, будет I_0 . Мы знаем, что

$$I_0 = n_0 e. \quad (55)$$

Средний квадрат отклонений средней силы тока I_c от среднего значения I_0 , измеренной за каждый промежуток времени Δt , будет:

$$\overline{j_c^2} = \overline{(I_c - I_0)^2} = \overline{(n_c - n_0)^2} \frac{e^2}{\Delta t^2} = \frac{\overline{n_1^2} \cdot e^2}{\Delta t^2}. \quad (56)$$

Согласно (54), это дает:

$$\overline{j_c^2} = \frac{\Delta t \cdot n_0 e^2}{\Delta t^2} = I_0 \frac{e}{\Delta t}. \quad (57)$$

Чем меньше выбранные нами для наблюдения промежутки времени Δ , тем больше средний квадрат наблюдаемых флуктуаций эмиссионного тока. Кроме того, этот средний квадрат оказывается стоящим в простой зависимости от величины элементарного заряда e .

Первым пришел на основании только что изложенных рассуждений к мысли о необходимости существования флуктуаций эмиссионного тока Шоттки [20]. Он назвал этот ожидаемый эффект «Шрот-эффектом»¹⁾

1) От немецкого слова Schrot — дробь. Другое название того же эффекта: шотт-эффект от английского слова Schott.

и указал следующий путь его наблюдения. Согласно теореме Фурье, мы можем рассматривать кривую, изображающую зависимость силы эмиссионного тока от времени как образованную путем сложения отдельных синусоидальных колебаний. Если пропустить эмиссионный ток через колебательный контур, то этот контур будет резонировать на те слагающие колебания тока, период которых равен собственному периоду колебаний контура. Эти колебания можно усилить и наблюдать при помощи усилительной схемы. Применяя контуры различных периодов, можно сравнивать амплитуды возбуждаемых в них флуктуациями эмиссионного тока колебаний. С другой стороны, эти амплитуды можно подсчитать из равенства (57), приравняв Δt периоду контура. Опыты, поставленные по мысли Шоттки Гартманом, подтвердили существование шрот-эффекта. Некоторые позднейшие работы привели к определению величины элементарного заряда e из наблюдений шрот-эффекта с точностью до 0,33% (по сравнению с величиной, полученной в известных опытах Милликена при наблюдении движения заряженных частиц в конденсаторе).

Заметим, что шрот-эффект кладет предел возможному усилению слабых переменных токов при помощи катодных усилителей, так как вместе с токами, которые требуется усилить, усиливаются также и колебания тока, происходящие в первых звеньях усилителя от шрот-эффекта.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

Ионизация газов. Движение электронов и ионов в газе.

§ 1. Прохождение электрического тока через газ. Коэффициенты η , n и α . Явления прохождения электрического тока через газ существенно отличаются от прохождения тока через твердые и жидкие тела. Прежде всего, всякий газ, если тщательно защитить его от всех внешних воздействий, является очень плохим проводником электрического тока. Газ делается способным проводить электрический ток, если привести его в соприкосновение с телом, испускающим электроны или ионы. Отсюда, а также по аналогии с хорошо изученными явлениями прохождения тока через электролитические жидкости, сделали заключение, что и во всех прочих случаях, когда газ приобретает способность проводить электрический ток, он содержит в себе положительные и отрицательные ионы. Процесс образования в газе ионов называется процессом «ионизация» газа. Причины, вызывающие ионизацию газа, довольно разнообразны. В этой главе мы познакомимся с каждой из них более или менее подробно, сейчас же только перечислим их. Газ ионизируется:

- а) под действием высокой температуры,
- б) вследствие процесса термоионной, а также фотоэлектрической эмиссии твердых тел, с которыми он соприкасается,
- в) вследствие трения о твердые или жидкие тела,
- г) под действием видимого света, а также ультрафиолетовых, рентгеновых и других коротковолновых излучений и, наконец,
- д) вследствие столкновения электронов и ионов с молекулами газа, а также и с молекулами соприкасающихся с газом твердых тел.

Тот физический фактор, который вызывает ионизацию газа, называется «ионизатором». Число положительных и равное ему число отрицательных ионов, которые образуются в 1 см^3 газа в течение 1 сек. вследствие распада молекул газа под действием данного ионизатора, называется «интенсивностью ионизации». Будем обозначать это число через q . Под действием ионизатора число ионов в 1 см^3 газа увеличивается не беспрестанно, а довольно быстро достигает некоторой постоянной предельной величины, потому что наряду с ионизацией в газе всегда происходит исчезновение ионов, как-то: воссоединение (рекомбинация) положительных и отрицательных ионов при их взаимной встрече, называемое также процессом «молизации»; «молизация» ионов при ударах о стенки сосуда, поглощение и ад-

сорбция ионов на стенках и, наконец, перенос ионов на электроды током в случае, когда в газе существует электрическое поле, вызывающее движение положительных ионов к катоду и отрицательных к аноду. Как всякие свободные частицы, ионы в газе подвержены законам диффузии. Если в какой-нибудь части объема, занятого газом, образуется избыточное число ионов, то они стремятся равномерно распределиться по всему объему, занятому газом. Это движение ионов совершается независимо от их движения под действием электрического поля. С таким наложением этих двух движений ионов одно на другое мы встретимся, например, при описании элементарных процессов, имеющих место в катодных частях, тлеющего разряда. Кроме того, и при равномерном распределении ионы обладают беспорядочным «тепловым» движением наравне с молекулами газа. На основании среднего квадрата скоростей этого движения мы можем говорить о температуре положительных и о температуре отрицательных ионов. Как увидим, бывают случаи, когда эта температура далеко не равна температуре нейтрального газа, в котором они возникли. Рассмотрим условия рекомбинации ионов. Так как рекомбинация какого-либо иона происходит лишь при его встрече с ионом противоположного знака и так как число таких встреч (число столкновений) пропорционально числу ионов противоположного знака, то вероятность рекомбинации для положительного иона пропорциональна числу n_- отрицательных ионов в 1 см^3 . Общее число рекомбинаций, имеющих место за 1 сек. в 1 см^3 , будет, кроме того, конечно, пропорционально числу имеющихся в этом же объеме положительных ионов n_+ . Таким образом, приходим к заключению, что число рекомбинирующих ионов в 1 см^3 в 1 сек. выразится через $\alpha \cdot n_- \cdot n_+$, а в случае, если $n_+ = n_- = n$, — через αn^2 , т. е. число рекомбинаций пропорционально квадрату числа ионов того или иного знака, содержащихся в 1 см^3 . Коэффициент пропорциональности α называется «коэффициентом рекомбинации».

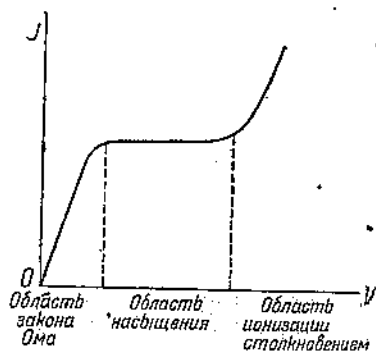
В случае, когда в газе ионизация происходит лишь под действием внешнего ионизатора, между величинами q , α , n и силой тока i , проходящего через газ в первом приближении (не учитывая явлений диффузии ионов), существует такое соотношение для стационарного состояния:

$$q = \alpha n^2 + \frac{i}{e}, \quad (1)$$

где i — плотность тока, e — заряд электрона; число вновь образующихся ионов равно числу исчезающих.

Величина плотности тока i зависит от числа переносящих ток частиц n и от скорости их движения. Эта последняя, конечно, определяется напряжением электрического поля, вызывающего ток, и, следовательно, разницей потенциалов V между находящимися в газе электродами. При малой плотности тока i вторым членом правой части равенства (1) можно пренебречь по сравнению с первым. В таком случае n можно считать постоянным. Что же касается зависимости скорости движения ионов от напряжения поля, то при малой длине

свободного пути, когда ион встречает при своем движении через газ препятствие в виде постоянных столкновений с молекулами газа, его движение совершается, как движение тела в среде с трением. Скорость такого движения пропорциональна движущей силе, а в данном случае пропорциональна напряжению электрического поля. Отсюда согласно равенству (1) вытекает, что пока i мало, оно будет пропорционально V , или, другими словами, в этом случае ток, текущий через газ, подчиняется закону Ома. Пусть теперь, наоборот, i настолько велико, что в (1) можно пренебречь первым членом правой части по сравнению со вторым. Тогда на основании (1) i будет постоянным. Такой ток называется «током насыщения»; он не зависит от V , и закон Ома в этом случае неприменим. При постепенном возрастании i от очень малых значений до величины тока насыщения получается зависимость i от V в виде некоторой кривой (фиг. 97). Закон Ома будет неприменим к газу, конечно, уже задолго до тока насыщения, с того момента, как в (1) нельзя будет более пренебрегать вторым членом правой части по сравнению с первым.



Фиг. 97.

Перейдем к рассмотрению того, как нарастает плотность ионов n под действием ионизатора и как она убывает при прекращении этого действия. Диффузию опять в расчет не принимаем. Для скорости нарастания числа n , т. е.

для $\frac{dn}{dt}$, можем написать, что это нарастание равно числу образуемых ионов минус число рекомбинирующих:

$$\frac{dn}{dt} = q - an^2. \quad (2)$$

Чтобы найти интеграл выражения (2), разделяем переменные n и t умножением на dt и делением на $(q - an^2)$. Затем разлагаем дробь на простые и умножаем обе части на $2\sqrt{aq}$. Получаем:

$$\frac{\sqrt{\frac{a}{q}} \cdot dn}{1 + \sqrt{\frac{a}{q}} n} + \frac{\sqrt{\frac{a}{q}} \cdot dn}{1 - \sqrt{\frac{a}{q}} n} = 2\sqrt{aq} dt.$$

Интегрируя, обозначая постоянную интегрирования через $\ln \frac{1}{B}$ и переходя от логарифмов к числам, находим:

$$\frac{1 + \sqrt{\frac{a}{q}} n}{1 - \sqrt{\frac{a}{q}} n} = Be^{2\sqrt{aq} \cdot t}.$$

или, решая относительно n :

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha} \frac{Be^2 V_{aq} t - 1}{Be^2 V_{aq} t + 1}} = \sqrt{\frac{q}{\alpha} \frac{B - e^2 V_{aq} t}{B + e^2 V_{aq} t}}. \quad (3)$$

Первоначальное число ионов в 1 см^3 обозначим через n_0 . Полагая $n = n_0$ при $t = 0$ находим постоянную B :

$$B = \frac{\sqrt{\frac{q}{\alpha} + n_0}}{\sqrt{\frac{q}{\alpha} - n_0}}. \quad (4)$$

n стремится асимптотически к стационарному значению n_∞ , которое найдем, полагая в (3) $t = \infty$:

$$n_\infty = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}. \quad (5)$$

То же значение получается, полагая в исходном уравнении (2),

$$\frac{dn}{dt} = 0.$$

В случае если действие ионизатора прекращается в некоторый момент $t = 0$ при $n = n_1$, то (2) превращается в

$$\frac{dn}{dt} = -an^2. \quad (6)$$

Интеграция уравнения (6) дает:

$$n = \frac{n_1}{1 + an_1 t}. \quad (7)$$

Определение величин n , q и α происходит следующим образом. Для определения n один электрод трубки или сосуда, в котором находится ионизированный газ, соединяется с электрометром, затем на другой электрод на короткое время накладывается большой положительный или отрицательный потенциал. В трубке создается сильное поле, под действием которого все положительные или отрицательные ионы весьма быстро собираются на электрометре. Измеряется заряд Q , который таким образом получает электрометр. Если V — объем сосуда, то очевидно, что Q и n связаны соотношением:

$$Q = n e V, \quad (7')$$

которое и служит для определения n ¹⁾. q определяется из равенства (1) по току насыщения, так как в этом случае членом an^2 можно пре-

1) В отношении методов практического осуществления этих измерений см. *Wien und Hertz*, Handbuch der Experimental Physik, т. XIII, ч. 1, стр. 43—48 и указанную там литературу.

небрежь. α определяется из формулы (7), измеряя n в различные моменты времени. Можно также воспользоваться для этого формулами (5) и (3).

Конечно, q и n зависят от ряда условий, α является характерной для данного газа величиной. О порядке величины α можно судить по следующей табличке:

Таблица 1.

Газ:	Воздух	O ₂	H ₂	CO ₂	H ₂ O (при 100°C)
$\alpha \cdot 10^6 =$	1,603	1,612	1,440	0,868	около 0,86

Опыты, поставленные до сих пор для определения зависимости коэффициента рекомбинации α от давления и температуры газа, дали противоречивые результаты, и зависимость эту приходится считать пока невыясненной.

В некоторых случаях для α были получены очень большие значения, много больше обычных. Предполагают, что такие ненормальные значения α указывают на два рода явлений. При ионизации газа пучком быстро движущихся α -частиц (положительные радиоактивные лучи) ионизация происходит не равномерно по всему объему газа, а отдельными капалами, как бы пробитыми в газе α -частицами. В этом случае α имеет нормальное значение, но q определено заведомо неправильно, так как ионизация происходит лишь в капалах, а ее вычисляют, как будто она происходит во всем объеме газа.

В других случаях ненормально высокое значение коэффициента α можно объяснить тем, что воссоединение ионов и электронов происходит непосредственно за ионизацией. Электрон в этом случае как бы еще не успел окончательно потерять связь с атомом, и рекомбинация совершается легче, чем при случайных встречах электрона с атомом.

В формулах этого параграфа мы допускали, что диффузией ионов можно пренебречь. Если освободиться от этого допущения и обозначить коэффициент диффузии ионов данного знака через D , то согласно кинетической теории газов исходное уравнение (2) примет вид:

$$\frac{dn}{dt} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + q - \alpha n^2. \quad (8)$$

Рекомбинация ионов на поверхности твердой стенки, граничащей с газом, является следствием диффузии ионов. Коэффициент диффузии D , как мы видели в гл. II, в первом приближении выражается формулой:

$$D = \frac{L\bar{c}}{3},$$

В то же время мы знаем, что средняя скорость $\bar{c}$ молекулярных частиц, находящихся в беспорядочном тепловом движении, обратно пропорциональна квадратному корню из массы каждой частицы. Поэтому если

массы положительного и отрицательного иона различны, то различны средние скорости их теплового движения и различны коэффициенты диффузии D_+ и D_- . Пусть $D_- > D_+$. Тогда отрицательные ионы будут диффундировать через газ скорее положительных, первыми сядут на стенку и зарядят ее отрицательно. Создается поле, замедляющее движение отрицательных ионов и ускоряющее движение положительных. Положительные ионы, попадая на стенку, будут частично нейтрализовать отрицательный заряд. В результате установится стационарное состояние, при котором стенка будет иметь некоторый определенный отрицательный заряд по отношению к газу, а ионы обоих знаков будут оседать на стенке двумя равномерными потоками, взаимно нейтрализуясь.

Если продувать ионизированный газ через узкую металлическую трубку, то число ионов, исчезающих путем диффузии на стенках, будет много больше числа ионов, исчезающих вследствие простой рекомбинации внутри самого газа,—это тем вернее, чем уже трубка и больше поверхность стенок по отношению к объему трубки. Число исчезающих ионов можно определить, измеряя n при входе газа в трубку и при выходе из нее.

Для того чтобы иметь более простые условия опыта и определить D для ионов одного знака, ионы противоположного знака отсасывают, заставляя газ предварительно пройти через металлическую трубку, заряженную электричеством того же знака, как и ионы, коэффициент D которых хотят определить. Затем определяют в условиях установившегося стационарного потока заряд 1 см^3 газа до поступления в трубку, в которой измеряют диффузию, и по выходе из нее и отсюда подсчитывают число ионов, исчезнувших благодаря диффузии на стенках.

Опытами подобного рода найдены следующие коэффициенты диффузии при 15°C и атмосферном давлении (см. табл. 2).

Таблица 2.

Газ	D_+	D_-	$\frac{D_-}{D_+}$
Воздух	0,028	0,043	1,54
Азот	0,029	0,041	1,41
Углекислота . .	0,023	0,026	1,13
Водород	0,123	0,190	1,54
Кислород . . .	0,06	0,039	1,58

§ 2. Подвижность ионов.

В том случае, когда длина свободного пути иона мала, ион, проходя через газ, претерпевает большое число столкновений; его движение можно рассматривать как движение тела в среде с трением. Скорость передвижения иона в этом случае пропорциональна направлению действующего в газе электрического поля. Этот случай обыкновенно имеет место в газе под атмосферным давлени-

ем, и для него введено особое понятие о подвижности иона. Подвижностью иона называется та скорость, с которой ион передвигается через газ при градиенте электрического поля, равном единице. В качестве подвижности дается либо скорость в см/сек при градиенте поля 1 CGSE на 1 см , либо скорость в см/сек при градиенте 1 вольт на 1 см . Обозначим подвижность положительного иона через u , отрицательного через v . Возьмем в газе 1 см^3 плоской поверхности, перпендикулярной к направлению электрического поля. Пусть напряжение электриче-

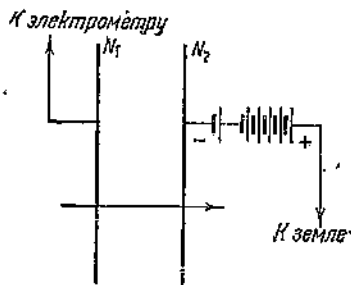
ского поля равно E . Тогда скорость передвижения $+$ ионов будет uE , а $-$ ионов vE . Число положительных ионов, проходящих через 1 см^2 , niE , число отрицательных, проходящих через тот же 1 см^2 , но в противоположном направлении, nvE . Если заряд каждого иона равен E , то плотность тока будет:

$$i = n e u E + n e v E = n e (u + v) E. \quad (9)$$

Удельная электропроводность газа будет:

$$\Lambda = n e (u + v). \quad (10)$$

Для того чтобы иметь представление о том, как определяются подвижности ионов, приведем один из методов этих определений. Пусть N_1 и N_2 (фиг. 98) представляют собой две помещенные в газе сетки, причем N_2 поддерживается при постоянном потенциале, а N_1 соединена с электрометром. Пусть N_2 положительно по отношению к N_1 . Пусть между N_1 и N_2 на газ действует внешний потенциал. Тогда при продувании газа через сетки в направлении стрелки от N_1 к N_2 положительные ионы будут двигаться под действием электрического поля справа налево со скоростью uE , поток газа будет относить их слева направо со скоростью этого потока w . Ясно, что положительные ионы только в том случае будут попадать на сетку N_1 и соединенный с ней электрометр будет заряжаться положительно, если $uE > w$. Для того чтобы определить u , изменяют скорость течения газа w от больших скоростей к малым и наблюдают, при какой скорости w электрометр начнет заряжаться. В этом случае $uE = w$. Заряжая сетку N_2 отрицательно по отношению к N_1 , таким же образом определяют подвижность отрицательных ионов.



Фиг. 98.

Опыт показывает, что при атмосферном давлении подвижность газовых ионов остается независимой от напряжения электрического поля при прочих равных условиях в очень широких пределах, а именно, начиная от малых напряжений до напряжений порядка 10^4 В/см . Чем ниже давление, тем уже пределы постоянной подвижности. Когда подвижность ионов перестает быть постоянной, то это указывает, что более не осуществлены условия, позволяющие рассматривать движение иона в поле как движение в среде с трением под действием постоянной силы. При низких давлениях, как мы знаем, становятся очень редкими столкновения ионов с молекулами, а эти столкновения и являлись для нас причиной «трения». С другой стороны, и при малых длинах свободного пути при атмосферном давлении, но при большом градиенте поля ион накапливает между каждыми двумя столкновениями добавочную скорость, соизмеримую со скоростью теплового движения, что ведет к изменению длины свободного пути и условий движения иона, в том числе и его подвижности.

Измерение подвижности ионов является основным методом изучения ионов, образуемых в газах при атмосферном давлении. Нужно заметить, что ионизация газов при атмосферном давлении, в частности атмосферного воздуха, изучалась в значительной степени самостоятельно и независимо от исследования разрядов в газах при низких давлениях, имеющих в настоящее время наибольшее применение в технике. Произошло это из-за желания и необходимости исследовать явления в земной атмосфере. Именно для этого случая введены понятия подвижности, интенсивности ионизации, коэффициента рекомбинации. Переносить найденные при этих условиях представления и применять численные значения найденных здесь коэффициентов к случаю низких давлений нельзя без должной осторожности. С другой стороны, те методы, которые при низких давлениях дают такие прекрасные возможности определения природы ионов, как «массовый анализ» Томсона и Астона, при высоких давлениях совершенно неприменимы. Между тем ионы, существующие в земной атмосфере, под действием солнечного излучения и других причин, являются весьма различными. Измерения подвижности этих ионов показали, что результаты сильно зависят от условий опыта: от места земной поверхности, где производится опыт, от времени дня и года, от состояния атмосферы (погоды), от свойств и условий земного покрова в данной местности (суша, море, присутствие или отсутствие растительности), от близости выходящих из глубины источников и т. д. При искусственной ионизации воздуха и других газов подвижность отчасти зависит от природы ионизатора и в сильной степени от возраста ионов, т. е. от времени, протекающего от момента образования ионов до момента измерения их подвижности. Всякое изменение подвижности ионов данного газа рассматривается как изменение природы иона. Те ионы, которые встречаются наиболее

Таблица 3.

Газ	u	v	v/u
Воздух	1,372	1,909	1,377
Водород	6,70	7,95	1,186
»	5,40	7,43	1,375
»	5,33	10,00	1,876
Азот	1,27	1,84	1,449
Кислород	1,29	1,79	1,387
Углекислота	0,81	0,85	1,049
Водяной пар (100° C)	1,10	0,95	0,864
Этиловый спирт (79° C)	0,39	0,41	1,051
Ацетон (темп. кип.)	0,31	0,29	0,935

часто в данном газе, если он чист, имеет атмосферное давление и комнатную температуру, называются «нормальными» ионами.

В табл. 3 приведены подвижности нормальных ионов некоторых газов в см/сек.

Как видно из этой таблицы, подвижность тем меньше, чем тяжелее, больше и сложнее (органические вещества) молекула газа или пара.

Порядок величины подвижностей положительного и отрицательного ионов один и тот же.

Совокупность всех сведений о газовых ионах при низких давлениях (данные, полученные при помощи масс спектрографа) и данные о подвижности ионов при атмосферном давлении приводят к существованию следующих родов ионов:

1) Первичные продукты распада молекулы или атома: положительный молекулярный ион (Molekulion) — молекула или атом газа, лишенный одного валентного электрона, с одной стороны, и отрицательный ион в виде свободного электрона, — с другой (Elektronion).

2) Упомянутые выше «нормальные ионы», характерные для газа при большом давлении и не слишком высокой температуре. Эти нормальные ионы могут представлять собой комплексы молекул, но возможны и случаи, когда положительный нормальный ион ничем не отличается от молекулярного иона, а отрицательный нормальный ион представляет собой молекулу или атом с прицепленным к ней или к нему лишним электроном. Нормальные ионы называют также «молионами» (Molion).

3) «Медленные» или «тяжелые» ионы, образующиеся путем соединения нормальных ионов с крупными посторонними газу частицами или путем образования вокруг иона комплекса из большого числа молекул или атомов газа.

При рассмотрении явлений разряда в газах при низких давлениях наиболее часто встречаются ионы первой из вышеперечисленных категорий. Все другие ионы, в том числе и отрицательно заряженные атомы или молекулы, являются уже ненормальными *тяжелыми* ионами. В частности, *медленные отрицательные ионы* мы будем всегда противопоставлять электронам.

«Легкие» (с точки зрения явлений, имеющих место при атмосферном давлении) ионы начинают появляться в газе при давлениях 100 мм. Hg и ниже.

Что касается зависимости подвижности ионов от таких факторов, как давление и температура, то нужно заметить, что изменение этих факторов, повидному, влечет за собой и изменение природы хотя бы части ионов, и потому поставленные до сих пор исследования не дают однозначного результата.

Результаты измерения подвижности ионов в смесях газов приводят к тому, что обычно в этих смесях нет, как можно было бы ожидать, ионов, соответствующих каждой компоненте смеси в отдельности, а образуются один род положительных и один род отрицательных ионов, причем подвижность этих ионов можно подсчитать по правилу смещения из подвижностей нормальных ионов газов, составляющих данную смесь. Однако, некоторые газы, в особенности пары воды, при их прибавлении к чистому газу, хотя бы в очень небольшом количестве, очень сильно уменьшают подвижность ионов, в особенности отрицательных. Кроме паров воды, так же действуют (в убывающем порядке по величине этого эффекта) пары спиртов, жирных кислот, ацетона, хлороформа, эфиров; весьма слабо действуют углеводороды. Уменьшение подвижностей объясняется образованием молекулами при смешении сложных ионных комплексов. В этом отношении для явлений газоразряда при низких давлениях весьма важно установленное наблюдением над подвижностью при больших давлениях большое сродство молекул воды к отрицательным ионам, в том числе и электронам. Приближением электронов к молекулам воды объясняется, как увидим в гл. XI, влияние следов водяного пара на потенциал зажигания разряда.

и, вообще, резкое изменение поведения газа при разряде в присутствии этих следов.

Чтобы иметь представление о порядке величины подвижностей ионов более легких и более тяжелых, чем нормальные (табл. 3, стр. 186), заметим, что в очень чистых инертных газах Франком наблюдались следующие подвижности отрицательных ионов (повидимому, электронов): N_2 —120; A_r —206; H_e —500 см/В сек²). С другой стороны, при различных способах ионизации газа наблюдались «тяжелые» ионы с подвижностями, от 100 до 10 000 раз меньшими, чем подвижности нормальных ионов.

§ 3. Ионизация и возбуждение газа ударами электронов. Соударения первого и второго рода. Переходы к отдельным ионизирующим факторам, мы оставим, в первую очередь, на том из них, который можно было бы назвать ионизацией под действием электрического поля, по сущности которого, при ближайшем рассмотрении, оказывается во взаимных столкновениях электронов и ионов с нейтральными молекулами. О процессе ионизации столкновением до опытов Франка и Герца (и одновременного с этими опытами появления теории атома Бора) в физике существовало лишь смутное представление. Напомним, что, согласно теории Бора, атом какого-либо элемента состоит из положительного ядра, вокруг которого вращаются по определенным орбитам, расположенным в виде ряда отдельных оболочек, электроны. Число элементарных положительных зарядов ядра и число электронов атома равно порядковому номеру данного элемента в периодической системе элементов. Размеры и положение орбит, по которым электроны могут вращаться вокруг ядра, определяются квантовыми законами.

Для того, чтобы атом излучал световую энергию, надо, прежде всего, чтобы один из его внешних электронов, так называемый «валентный электрон», перешел под влиянием какого-либо внешнего воздействия со своей основной орбиты на другую из допущенных квантовыми условиями орбит, на которых электрон обладает большей энергией. Тогда при обратном переходе электрона на основную орбиту или, вообще, на орбиту, которой соответствует меньшая энергия электрона, атом излучает световую энергию, причем частота колебания излучаемого света определяется, согласно второму постулату Бора, соотношением:

$$h\nu = W_2 - W_1, \quad (11)$$

где h —постоянная Планка, ν —частота колебания световой волны, W_2 и W_1 —энергия электрона на начальной и конечной орбитах. На основании своих двух постулатов Бору удалось вывести законы спектральных серий водорода и ионизированного гелия ¹⁾.

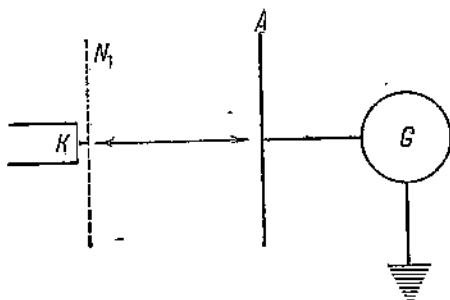
Ионизация атома состоит в совершенном удалении электрона из сферы действия ядра, математически говоря, в удалении электрона в бесконечность. Обратному переходу электрона из бесконечности на

¹⁾ Читателям, интересующимся этими вопросами, рекомендуем переведенную на русский язык книжку Зоммерфельда «Строение атома и спектры», а также соответствующие главы в «Физике наших дней» Хвольсона.

какую-либо определенную орбиту в атоме соответствует в той серии спектральных линий, для которой эта орбита является конечной, линия с наибольшим γ — так называемая граница серии. Согласно соотношению (11), произведение $h\nu$ для границы серии, конечной орбитой которой является основная орбита электрона, равно энергии, которую нужно затратить, чтобы ионизировать атом. Если атом ионизируется вследствие удара о него электрона, то эта энергия берется за счет кинетической энергии движения электрона. Поэтому ионизация атома при столкновении с электроном может произойти лишь в том случае, если кинетическая энергия электрона достаточно для этого велика; энергия электрона накапливается за счет работы электрического поля, ускоряющего электрон, и определяется соотношением:

$$\frac{mv^2}{2} = eV, \quad (12)$$

где e — заряд электрона, а V — пройденная электроном разность потенциалов (при нулевой начальной скорости); и поэтому эту энергию можно оценивать числом пройденных электроном вольт разности потенциалов. Теория Бора приводит, таким образом, к тому, что для каждого газа должен существовать определенный ионизационный потенциал. При разности потенциалов между анодом и катодом, меньше ионизационной, ионизация газа под действием лучиков электронов происходить не может. Опыты Франка и Герца, которые привели к экспериментальному подтверждению существования ионизационных потенциалов и к определению ионизационных потенциалов для многих газов, были начаты, — и первые результаты опубликованы — без знания этими исследователями теории Бора. Франк и Герц [2] в этих опытах продолжают исследования Ленара [1], который первый пытался определить ионизационные потенциалы. Схема опытов Ленара была следующая (фиг. 99).



Фиг. 99.

K представляет собой раскаленный катод, эмиттирующий электроны, N_1 — сетка, заряженная положительно по отношению к катоду. Потенциал сетки N_1 можно произвольно изменять. A — металлическая пластинка, заряженная отрицательно по отношению к катоду, так что ни один электрон, вылетевший из катода и приобретший на пути от K до N_1 некоторую скорость, соответствующую, согласно равенству (12), разности потенциалов V между N_1 и K , не может достичь пластинки A . Допустим, что мы постепенно, начиная от нуля, увеличиваем V . Никакие посторонние потенциалы на газ не действуют. Пока V меньше ионизационного потенциала, в пространстве между K и N_1 положительных ионов нет, на пластинку A и, далее, через измерительный прибор G никакого тока — ни положительного, ни отрицательного — не течет.

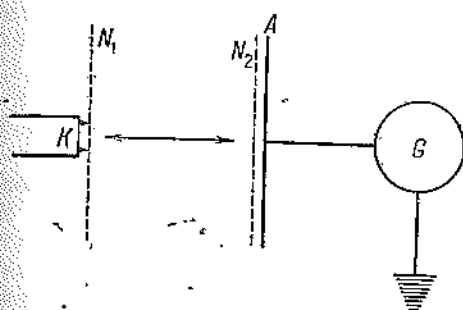
Когда V сделается равным ионизационному потенциалу V_i , в пространстве около сетки N_1 начинается происходить ионизация газа. Положительные ионы ускоряются существующим между N_1 и A полем, и прибор G начинает показывать ток. Работая с этой схемой, Ленар получил для всех исследованных им газов один и тот же ионизационный потенциал — около 11 V. Мы знаем теперь, что ионизационные потенциалы тех газов, с которыми работал Ленар, все без исключения больше 11 V. Результат, полученный Ленаром, объясняется тем, что в вакуумной установке Ленара фигурировала ртуть и не было принято мер к ее вымораживанию. Между тем, ионизационный потенциал ртути равен 10,4 V, что и привело при довольно большой неточности опыта к числу 11 V для разности потенциалов V , при которой появлялся ток в приборе G .

Франк и Герц, пользуясь более совершенной вакуумной техникой, повторили опыты Ленара в более строгой обстановке с более чувствительными приборами и получили для отдельных газов целый ряд потенциалов, при которых прибор давал ток. Некоторые потенциалы лежали ниже 11 V и, например, для ртутных паров начинались с числа 4,9 V. При 10,4 V прибор G начинал давать очень сильные отклонения. Франк и Герц отказались от объяснения всех наблюдаемых ими критических потенциалов как потенциалов ионизации газа и объяснили их как *потенциалы возбуждения атома*. Действительно, если кинетическая энергия электрона слишком мала для того, чтобы совсем вышибить электрон из атома, то она все же может быть достаточна для того, чтобы перевести валентный электрон с основной орбиты на орбиту большей энергии по равенству:

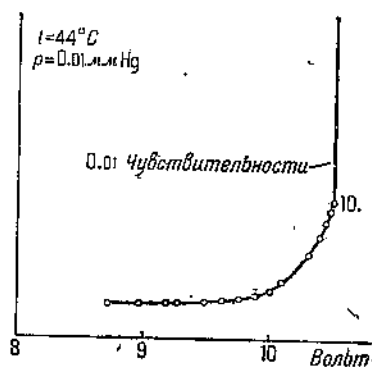
$$eV = \frac{mv^2}{2} = W_2 - W_1, \quad (12)$$

где W_2 и W_1 имеют то же значение, что и в равенстве (11). Вот этот-то переход электрона на более отдаленную орбиту, после которого, по Бору, может последовать обратный перескок электрона, сопровождаемый излучением «кванта света» $h\nu$ согласно (11), и называется *возбуждением атома*. То, что ток G появляется лишь при определенных потенциалах возбуждения и затем при дальнейшем увеличении V падает, пока V не достигнет значения следующего потенциала возбуждения, показывает, что возбуждение может происходить при потенциале не ниже потенциала возбуждения, но не должно непременно происходить. Наибольшая *вероятность* того, что возбуждение произойдет, имеет место при потенциале, близком к потенциалу возбуждения; затем с увеличением V вероятность возбуждения быстро падает. Но почему же прибор G показывает ток, если около N_1 появляются возбужденные атомы? Возбуждение сопровождается излучением. Излученный атомом газа свет падает на поверхность пластины A . Здесь происходит фотоэффект — выделение электронов с поверхности металла под действием света. Выделяющиеся с поверхности A электроны ускоряются полем, существующим между N_1 и A , от A к N_1 . Через прибор G начинает идти ток, вызванный движением электронов между N_1 и A в направ-

лении, противоположном тому, в котором двигаются положительные ионы при появлении их около N_1 . Направление тока через прибор G — прежнее. Таким образом, основная схема Ленара дает возможность определять не только ионизационные потенциалы, но и потенциалы возбуждения. К мысли о том, что удары электронов определенной скорости вызывают свечение атома и что наблюдаемые ими критические потенциалы объясняются фототоками, Франк и Герц пришли, не зная еще теории Бора. В подтверждение своих соображений они попытались обнаружить предполагаемое излучение и действительно нашли, поместив щель спектрографа около трубки, в которой они наблюдали столкновение электронов с атомами, что, когда потенциал V , в случае



Фиг. 100.



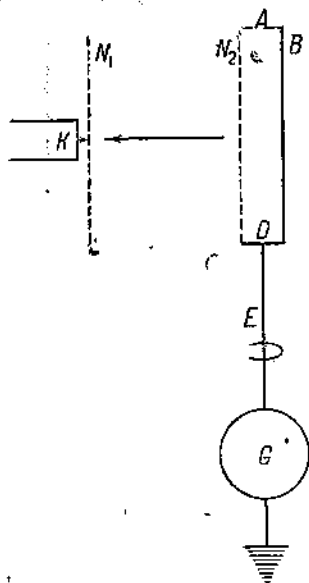
Фиг. 101.

опытов со ртутью, достигал величины первого критического потенциала 4,9 В; спектрограф обнаруживал появление линии ртутного спектра 2536,7 Å. Поставленные впоследствии более совершенные опыты позволили наблюдать постепенное появление линий спектра газа при увеличении потенциала, ускоряющего электроны¹⁾. Схема Ленара была усовершенствована Франком и Герцем введением второй сетки N_2 (фиг. 100). На сетку N_2 накладывается потенциал, лишь на $\frac{1}{2}$ Вольта больший, чем потенциал сетки N_1 . В этом случае возбуждение атомов, а в соответствующих случаях ионизация, происходит не только около сетки N_1 , но во всем пространстве между N_1 и N_2 , и интенсивность наблюдаемого эффекта увеличивается.

Для того, чтобы отличить потенциалы возбуждения от потенциала ионизации, предложено несколько способов. Если наложить на N_1 кроме постоянного напряжения V еще переменное напряжение небольшой амплитуды и начертить кривую зависимости тока, проходящего через прибор G , от V , то отдельные горбки кривой, соответствующие потенциалам возбуждения, сгущиваются, остается плавно поднимающаяся вверх кривая. В точке, соответствующей ионизационному потенциалу, кривая круто поднимается вверх (фиг. 101). Другой способ состоит в

1) В своих первых статьях Франк и Герц предполагали, что при наблюдаемых ими критических потенциалах одновременно происходят и излучение света и ионизация,

том, что (фиг. 100) на сетку N_2 , которая в этом случае находится очень близко от A , накладывается потенциал немного выше потенциала пластинки A . Тогда поле между N_2 и A гонит выделяющиеся на поверхности A фотоэлектроны обратно на A . Фотоэлектроны, выделяющиеся на самой сетке N_2 , дают в приборе G небольшой отрицательный ток вследствие малой поверхности проволоки сетки. При достижении потенциалом сетки N_1 значения ионизационного потенциала V_i ток через G резко меняет свое направление, так как теперь на A попадают положительные ионы ¹⁾. Наконец, для той же цели предложена схема фиг. 102. Собирающий ионы или электроны электрод устроен в виде своего рода фарадеевой клетки, могущей вращаться вокруг оси DE ; стенка B сплошная, стенка N_2 представляет собой сетку с тонкими проволоками. Если к катоду повернута сплошная сторона клетки, то схема ничем не отличается от первоначальной схемы Ленара, и прибор G одинаково регистрирует и ионизационные потенциалы и потенциалы возбуждения. Когда к катоду повернута сетка N_2 , то при возбуждении атомов газа фототок с этой сетки исчезающе мал, а электроны со сплошной стенки B не могут выйти из фарадеевой клетки; в результате прибор G никакого тока не показывает. При ионизации газа положительные ионы улавливаются клеткой, и прибор G регистрирует ток.



Фиг. 102.

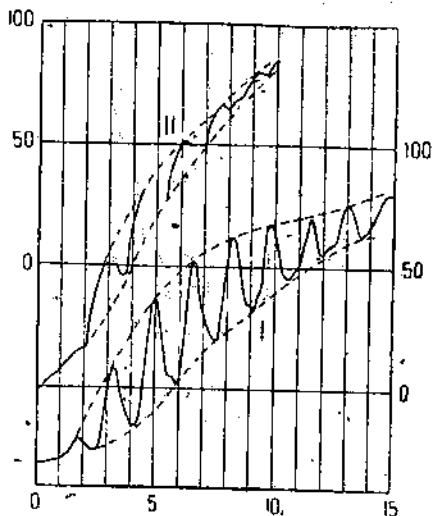
Описанный способ наблюдения критических потенциалов Франк называет способом исследования вторичного тока. Этот способ показывает, что происходит при столкновении с атомом, во многом нам не говорит о поведении электрона, столкнувшегося с атомом. Поэтому с самого начала своих исследований Франк и Герц применили также и другой метод, состоящий в наблюдении изменений первичного электронного тока. Схему этого метода можно представить той же фиг. 100. В этом случае потенциал пластинки A выше потенциала катода на V вольт, потенциалы сеток N_2 и N_1 выше потенциала A соответственно на 0,5 и 0,4 вольта. Электроны ускоряются на коротком расстоянии от катода до N_1 ; в пространстве между N_1 и N_2 происходят столкновения электронов с атомами газа. Если при таком столкновении электрон возбуждает атом, передавая ему свою кинетическую энергию в виде кванта $h\nu$, то сам он должен такую же энергию потерять. Если электрон обладал энергией лишь очень не намного большей $h\nu$, то после столкновения скорость его будет очень мала, и он не сможет преодолеть задерживающее поле

¹⁾ Поле между N_2 и A не препятствует попаданию ионов на A , так как они приобретли от N_1 до N_2 достаточную скорость, чтобы преодолеть действие этого поля.

в $1/2 V$ между N_2 и A . Если мы будем постепенно увеличивать потенциал V , начиная от нуля, то электронный ток, как мы увидим в следующей главе, не сразу достигнет значения, равного эмиссионному току из катода, вследствие образования вокруг раскаленной нити пространственного заряда, т. е. скопления электронов, препятствующих дальнейшему выходу электронов из нити. Если откладывать по оси абсцисс разность потенциалов V , а по оси ординат ток I_a на анод A , то получим плавно возрастающую кривую, аналогичную характеристике катодной лампы. Пусть, увеличивая V , мы дошли до первого потенциала возбуждения. Тогда те из электронов, пролетающих от N_1 к N_2 , которые столкнутся с атомами газа и переведут их в возбужденное состояние, будут после столкновения иметь скорость, близкую к нулю, и выпадут из числа электронов, образующих наблюдаемый нами ток. Если этот эффект будет значителен, кривая, изображающая ток, резко загнется вниз, и этот загиб определит нам потенциал возбуждения. После увеличения V еще на $1/2 V$ все электроны вновь будут достигать анода A , и ток снова будет иметь значение, полагающееся ему по характеристике. При увеличении V до следующего потенциала возбуждения повторится то же самое, и т. д.

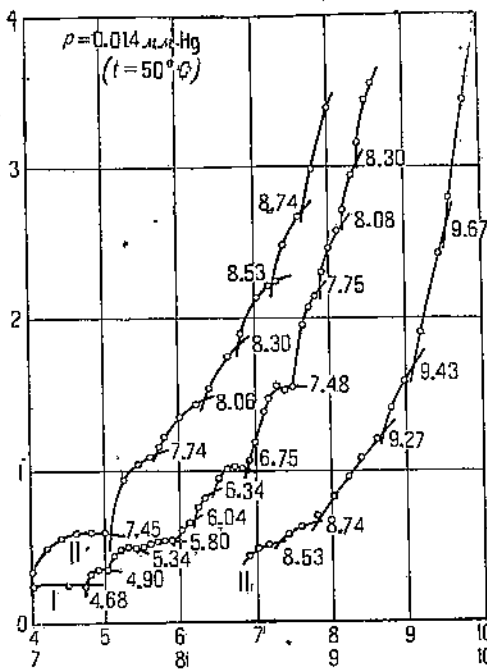
Не будем останавливаться на дальнейших подробностях многочисленных опытов различных исследователей, произведенных по этому методу, приведем лишь несколько типичных кривых, послуживших для определения потенциалов возбуждения.

Фиг. 103 относится к применению только что описанного метода к парам калия. Как и на фиг. 104 и 105, по оси абсцисс здесь отложены ускоряющие электроны потенциалы в вольтах. Фиг. 104 дает результат метода фотоэлектрических токов применительно к парам ртути. Фиг. 105 относится к парам ртути и методу наблюдения первичного тока. Только здесь кривая снята в упрощенной схеме с одной сеткой. Поэтому последовательные горбы кривой соответствуют одному и тому же первому потенциалу возбуждения ртути $4,9 V$. А именно, второй горб получается оттого, что оставшиеся после первого возбуждающего атом ртути столкновения на пути от катода до сетки электроны, подойдя к сетке, вновь прошли $4,9 V$ и вновь приобрели энергию, соответствующую этому потенциалу возбуждения. Такое видоизменение метода, не давая возможности наблюдать другие потенциалы возбуждения, позволяет очень точно определить первый потенциал из расстояния по оси абсцисс между двумя горбами, причем, понятно, автоматически исключаются поправки на контактную разность потенциалов.



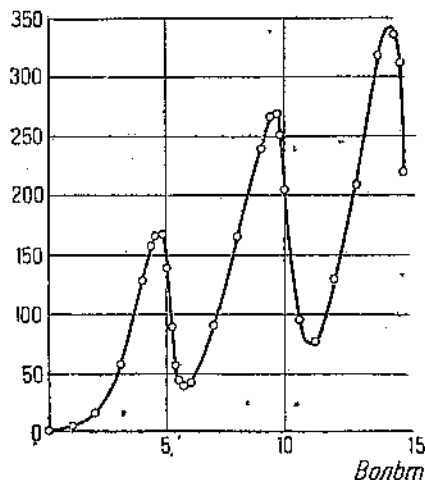
Фиг. 103.

Суммируя результаты экспериментальных исследований Франка и Герца и других исследователей над ионизацией и возбуждением газа



Фиг. 104.

Так как масса электрона, примерно, в 1800 раз меньше массы атома



Фиг. 105.

медленно движущийся электрон, попав в сферу действия атома, не может

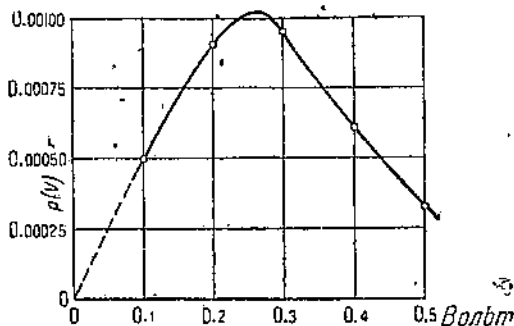
поток быстро движущихся электронов, мы приходим к заключению что при столкновении электрона с атомом надо различать два случая: либо в атоме не происходит никаких изменений, и электрон заметно не изменяет своей скорости, либо электрон отдает всю или часть своей кинетической энергии атому, и последний возбуждается или ионизируется. Первый вид столкновений называется *упругим столкновением*, потому что таков результат столкновения упругих тел.

Именно, при столкновении быстро движущегося упругого шара с другим упругим шаром, медленно движущимся, первый теряет долю своей энергии, равную в среднем двукратному отношению масс сталкивающихся тел.

Так как масса электрона, примерно, в 1800 раз меньше массы атома водорода, то при упругих столкновениях с атомами легких газов электроны теряют примерно лишь 10^{-4} своей кинетической энергии. Столкновение, сопровождаемое передачей кинетической энергии движения электрона атому, в виде энергии возбуждения или энергии ионизации, называется *неупругим столкновением* или *ударом электрона*, и притом *неупругим столкновением первого рода* в отличие от *столкновения второго рода*, о которых речь будет ниже.

Когда скорость электрона меньше скорости, соответствующей первому критическому потенциалу, столкновение его с атомом всегда упруго, за исключением тех случаев, когда

из нее вырваться и образует вместе с атомом *тяжелый отрицательный ион*. Такого рода явление происходит обычно лишь в исключительных случаях *большого сродства атома к электронам* (пары воды, отчасти кислород и другие электроотрицательные газы). Если же скорость электрона больше первой критической скорости, то столкновение его с атомом может быть как неупругим, так и упругим столкновением, т. е. электрон не обязательно отдает свою энергию атому, а лишь в некотором и притом, как увидим далее, довольно небольшом числе случаев из всех столкновений. Не требует больших пояснений, что относительное число этих благоприятных для возбуждения или ионизации случаев или вероятность возбуждения или ионизации можно определять, подсчитав, с одной стороны, на осно-



Фиг. 106.

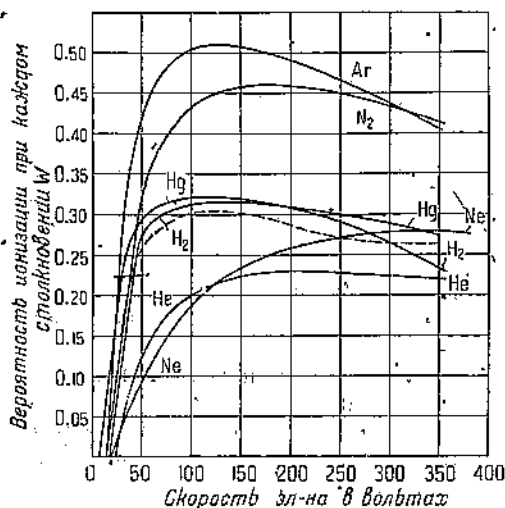
электрон от скорости электрона, или, что то же, от пройденного электроном потенциала V , называется *функцией возбуждения* (Anregungsfunktion).

Функции возбуждения различны не только для разных газов, но и для различных спектральных линий одного и того же газа. Их исследование представляет очень большую и кропотливую работу, затрудняемую тем, что получение потока электронов, обладающих скоростями, лежащими в узких пределах, представляет собой весьма трудную экспериментальную задачу. Поэтому нельзя сказать, чтобы функции возбуждения были в настоящее время сколько-нибудь полно или хорошо изучены. Имеющийся экспериментальный материал показывает, что вероятность возбуждения равна нулю при всех потенциалах ниже первого критического потенциала. Начиная от потенциала возбуждения, эта функция в благородных газах быстро увеличивается, достигает максимума при потенциале, близком (десять вольт) к данному потенциалу возбуждения, и затем вновь быстро уменьшается. Примером может служить кривая (фиг. 106), относящаяся к гелию¹⁾. В других газах наблюдался и более сложный ход функции возбуждения. Порядок величины максимума вероятности возбуждения в благородных газах всего лишь несколько процентов (1—3%).

1) Линия $11S-23S$. По оси абсцисс отложена разность между скоростью возбуждающего электрона в вольтах и потенциалом возбуждения данной линии. По оси ординат — доля общего числа столкновений, приводящая к возбуждению.

Аналогично вероятности возбуждения существует и вероятность ионизации. Вероятность ионизации имеет другой ход с изменением потенциала: она обычно возрастает при увеличении V до порядка 100—200 В и затем медленно падает. Приводим кривые, полученные Комптоном и ван-Вурригом¹⁾ (фиг. 107). Своеобразным ходом функции возбуждения и функции ионизации объясняется, что, когда в газе двигаются электроны со скоростями, превосходящими ионизационные скорости, в газе всегда происходит ионизация. Между тем, свечение газа при этом вовсе не соответствует всевозможным его спектральным линиям или хотя бы всем линиям, при излучении которых электрон возвращается на основную орбиту. Возбуждаются отдельные линии. Сравнительная их интенсивность зависит от скорости движения электронов и всех остальных условий опыта (давление газа, присутствие в нем примесей и т. д.). При достаточно большой скорости электронов может произойти ионизация газа, сопровождаемая

одновременно возбуждением получившегося в результате ионизации иона. В этом случае свечение газа имеет иной спектр, называемый *искровым спектром*¹⁾. Спектр нейтрального возбужденного атома называется *дуговым спектром*²⁾. В общем случае *искровые* и *дуговые* линии возникают одновременно. Как общее правило, при небольших скоростях электронов интенсивность линий дугового спектра тем больше, чем меньше квант энергии $h\nu$, необходимый для возбуждения каждой линии. Однако бывают случаи, когда спектр газового свечения, не содержащий линий искрового спектра, имеет много линий, со-



Фиг. 107.

ответствующих перескокам электронов с самых удаленных орбит, и линий, близких к границе серии. Линии эти проявляются с очень большой сравнительной интенсивностью. От границы серии в сторону коротких волн появляется слабый сплошной спектр. В этих случаях мы имеем дело со *свечением рекомбинации*. Сперва под ударами электронов происходит ионизация газа, а затем процесс рекомбинации сопровождается перескоком электронов с больших расстояний извне атома на отдаленные орбиты, а затем с этих отдаленных орбит на основные. Есть работы, подтверждающие правильность такого воззрения на свечение рекомбинации количественными соображениями, касающимися интенсивности отдель-

1) Так как этот спектр обычно наблюдается при искровом разряде.

2) Наблюдается при дуговом разряде и низких потенциалах.

ных линий. Появление сплошной части спектра за границей серии объясняется тем, что при излучении этого спектра электроны отдают не только квант энергии, соответствующий работе ионизации и, следовательно, границе серии, но и весь избыток своей кинетической энергии, весьма различной у различных электронов, так что *h*ν излучения, соответствующего рекомбинации различных электронов, весьма различно, что и приводит к сплошному спектру. Характерные особенности спектра рекомбинации не всегда вполне резко выражены, так что бывают отдельные случаи, в которых остается сомнение, с каким свечением мы имеем дело: со свечением возбуждения или со свечением рекомбинации.

При детальном изучении электрических явлений в газах важное значение имеет вопрос о том, сколько времени атом остается в возбужденном состоянии. В этом отношении вопрос был выяснен классическими опытами В. Вина с каналовыми лучами. Каналовые лучи представляют собой пучок быстро движущихся положительных ионов, в этом пучке происходит частично нейтрализация ионов, и эти частицы двигаются дальше в качестве нейтральных молекул. Схема опытов Вина заключалась в том, что он определял, с одной стороны, по отклонению пучка каналовых лучей в электрическом и магнитном поле скорость движения каналовых частиц, с другой — измерял то расстояние от катода, на котором еще можно было заметить ту или иную линию в спектре свечения, излучаемого этими частицами. Возбуждения частиц в пути не происходило. Эти опыты дали для времени *t* пребывания атома в возбужденном состоянии величину порядка 10^{-8} сек. Эта величина совпадает с длительностью отдельного когерентного светового излучения, определяемой из наибольшей разности хода, при которой еще можно наблюдать явление интерференции световых волн. Порядок величины *t* подтверждается также совпадением подсчитанных на основании этой цифры по формулам квантовой теории дисперсионных и абсорбционных констант с данными опыта. Раз атом находится в возбужденном состоянии хотя и очень короткое, но конечное время, то теоретически возможно себе представить, что может произойти новое неупругое столкновение такого возбужденного атома с электроном. В этом случае атом перейдет на новую, более высокую ступень возбуждения или, если энергии электрона на это хватит, будет ионизован. Такая ионизация путем нескольких последовательных столкновений с электронами называется ионизацией ступенями. Она имеет место в тех случаях, когда газ оказывается ионизованным, несмотря на то, что разность потенциалов анода и эмиттирующего электроны катода меньше ионизационного потенциала данного газа. Однако в таких случаях подсчет вероятности столкновения возбужденного атома с электроном приводит к ничтожно малому числу ионов, образуемых таким процессом, — много меньше наблюдаемой ионизации. Одно из объяснений, почему ионизация ступенями все же имеет место, заключается в предположении о диффузии резонансного излучения. Резонансным излучением называется такое излучение, при котором конечная орбита электрона является основной орбитой, а начальная — одной из соседних орбит. В этом случае, если атом предварительно возбужден световыми колебаниями, то

при обратном перескоке электрона излучается непременно свет точно такой же длины волны, как тот, поглощение которого привело к возбуждению атома. В связи с этим первый критический потенциал называется *резонансным потенциалом*. В качестве примера укажем, что для натрия резонансным излучением является излучение желтого дублета $5890 - 5896 \text{ \AA}$, а для ртути линии $2356,7 \text{ \AA}$. Допустим теперь, что в некотором атоме при столкновении первого рода произошёл перескок электрона, соответствующий первому резонансному потенциалу. По истечении времени τ этот атом излучает полученный им от электрона квант энергии. Излученная световая энергия будет поглощена другим атомом, через новый промежуток времени τ вновь излучена, и т. д. Квант энергии будет передаваться от одного атома к другому, описывая зигзагообразный путь, пока не попадет на окружающие газ стенки и не поглотит газ, пройдя через стенки или поглотившись в их толще. Таким образом, если каждый атом и будет оставаться возбужденным лишь очень короткое время, то все же в каждый данный момент в газе будут иметься возбужденные атомы, первоначальной причиной возбуждения которых служат столкновения первого рода, имевшие место большой (по сравнению с τ) промежуток времени тому назад. В отношении увеличения вероятности столкновения возбужденного атома с электроном и ионизации степенями это равносильно увеличению длительности пребывания каждого атома в отдельности в возбужденном состоянии. Другое объяснение сравнительной легкости ионизации степенями заключается в существовании так называемых метастабильных состояний атома. Согласно теории атома, есть такие перескоки электронов с высшей орбиты на низшую, которые в обычных условиях не происходят или, как выражаются в теории атома, «запрещены». Эти запреты фиксируются определенными соотношениями между «квантовыми числами» орбит и приводят к существованию таких орбит, с которых электрон вообще не может перейти непосредственно на орбиту низшей энергии. Для того, чтобы это произошло, нужно, чтобы электрон сперва был поднят новым столкновением первого рода или поглощением соответствующего кванта световой энергии на другую, более высокую орбиту, с которой он может перескочить непосредственно на свою основную орбиту. Переход электрона с основной орбиты на орбиту, обладающую описанными свойствами вследствие столкновений первого рода, не запрещен. Атом, в котором такой переход произошёл, находится в гораздо более устойчивом состоянии и сохраняет это состояние гораздо дольше, чем обыкновенный возбужденный атом. Такие состояния атома называются *метастабильными* или *полуустойчивыми*. Они встречаются не у всех атомов. Один из способов определения времени пребывания атомов газа в метастабильном состоянии состоит в определении того промежутка времени после прекращения действия первоначального возбуждающего потока электронов, в течение которого наложенное на газ напряжение, хотя и ниже ионизационного потенциала, приводит к ионизации газа — опыты с горением индукционной дуги с горячим и холодным электродом в ту половину периода высокочастотного переменного тока, когда катодом служит холодный

электрод, не эмиттирующий электронов. Другой, более строгий метод основан на том, что метастабильные орбиты являются конечными орбитами для определенных спектральных серий. Понятно, что при отсутствии в газе метастабильных атомов линии таких серий не могут появляться в спектре поглощения данного газа, потому что атом без электронов на метастабильной орбите не в состоянии поглотить соответствующего кванта энергии. Таким образом наличие этих линий в спектре поглощения свидетельствует о наличии в газе в данный момент времени атомов в том или ином метастабильном состоянии. Схема опыта такова. Свет от источника проходит через разрядную трубку, наполненную тем газом, метастабильные состояния которого требуется исследовать, и затем падает на щель спектрографа. При наличии разряда в трубке в фотографируемом спектре резко выступают указанные выше линии поглощения. Если сперва выключить разряд в трубке, а затем лишь через некоторое короткое время τ пропустить через нее свет от источника и сделать снимок спектра, то линии поглощения, соответствующие метастабильным состояниям, выступают тем слабее, чем больше промежуток времени τ . Включение и выключение разряда и открывание щели, через которую проходит свет от источника в трубку, совершается автоматически при помощи механического приспособления. Время между моментом выключения разряда и моментом открытия щели постепенно увеличивают, пока оно не достигнет некоторого значения, при котором соответствующие линии пропадают совершенно. Этот последний промежуток τ и соответствует времени существования атома в возбужденном метастабильном состоянии. τ принято называть «продолжительностью жизни» метастабильного атома.

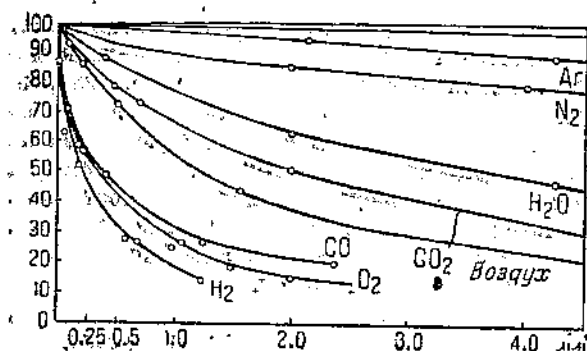
Как показали эти опыты, «продолжительность жизни» различных метастабильных состояний одного и того же атома различна. (Опыты Доргело с метастабильными состояниями неона дали для состояния $S_2 - 1/2000$ сек., $S_3 - 1/240$ сек.) Порядок величины τ , по данным различных исследований, довольно хорошо согласующимся между собой, равен в различных случаях десятитысячным, тысячным и даже сотым долям секунды.

Так как атом выводится из метастабильного состояния каким-либо внешним толчком (будет ли то удар электрона, или поглощение светового кванта, или соударение с другим атомом, вследствие теплового движения и т. д.), то вполне понятно, что на время τ сильно влияют условия опыта, как-то: давление газа, его температура, наличие электрического поля, ускоряющего электроны, и, наконец, присутствие в газе посторонних примесей. При ближайшем рассмотрении явления уничтожения метастабильного состояния атома при столкновении с атомом постороннего газа мы встречаемся с новым элементарным процессом в газе, называемым *соударением второго рода*. Представление о необходимости существования соударения второго рода было выведено Клейном и Росселандом^[1] из теоретических соображений при рассмотрении всех условий равновесия стационарного состояния в газе, в котором постоянно происходят процессы взаимодействия между атомами, с одной стороны, световым излучением и свободными электронами, с другой стороны. Эти соображения приводят к тому, что раз в газе происходят соударения первого рода, при

которых кинетическая энергия электрона или иона или атома (при высокой температуре) передается другому атому в виде потенциальной энергии возбуждения атома, то для того, чтобы в конечном итоге было возможно стационарное состояние газа, необходимо, чтобы в нем происходил и обратный процесс — передача энергии возбужденного атома сталкивающейся с ним частице без получения возбужденным атомом светового излучения. Если эта частица — электрон, то, понятно, энергия может быть передана ему лишь в виде кинетической энергии его движения — увеличения скорости движения электрона. Если сталкивающаяся частица — атом A , требующий для возбуждения или ионизации меньшего количества энергии, чем потенциальная энергия того возбужденного атома, с которым данная частица сталкивается, то в результате столкновения второго рода атом A окажется возбужденным или ионизированным.

Наиболее наглядное доказательство существования соударений второго рода представляет собой явление, называемое сенсибилизированной флуоресценцией.

Если подвергнуть пары ртути, находящиеся в каком-либо сосуде, действию ультрафиолетового света, излучаемого при разряде в парах ртути с длиной волны $2536,7 \text{ \AA}$, то пары ртути сами начинают излучать свет такой же длины волны. Проходит то, что мы назвали выше «резонансным излучением». Кроме паров



Фиг. 108.

ртути, где резонансное излучение принадлежит к ультрафиолетовой части спектра, резонансное излучение неоднократно изучалось у паров натрия. В этом случае мы имеем дело с излучением в видимой части спектра, именно с общеизвестным дублетом линий D $5890—5896 \text{ \AA}$. Если подмешать к парам ртути пары какого-либо другого металла (Pb, Bi, Ag, Cd, In, Zn, Th), например таллия, с которым описываемый эффект получается лучше всего, и осветить смесь каким-либо монохроматическим светом за исключением линии $2536,7 \text{ \AA}$, то никакого свечения паров таллия не наблюдается, даже если будем освещать светом, даваемым разрядом в парах таллия. Но как только трубка освещается резонансным излучением ртути $2536,7 \text{ \AA}$, то, несмотря на очень малое количество присутствующих в ней паров таллия, трубка вспыхивает зеленым светом, соответствующим зеленой линии в спектре таллия. Дело происходит следующим образом. Резонансное излучение возбуждает атомы ртути; возбужденные атомы ртути путем столкновений второго рода возбуждают атомы таллия; возбужденные атомы

таллия возвращаются в нормальное состояние, излучая зеленую линию таллия.

При опытах с простой флуоресценцией натриевых или ртутных паров столкновения второго рода сказываются в явлении тушения флуоресценции. Это явление заключается в том, что при прибавлении к парам ртути или натрия посторонних газов интенсивность света, излучаемого флуоресцирующими парами, уменьшается по мере увеличения давления примеси. При этом увеличении возрастает число столкновений атомов ртути или натрия с атомами примеси, и потому возрастает вероятность столкновений второго рода. Эта вероятность зависит, с другой стороны, от того, с каким газом происходит столкновение. Иллюстрацией могут служить кривые (фиг. 108), относящиеся к парам ртути. По оси абсцисс отложено давление примеси, по оси ординат — интенсивность света флуоресценции, причем интенсивность при отсутствии примеси принята за сто.

При наличии в газе атомов в метастабильных состояниях вероятность столкновений второго рода, конечно, возрастает. Поэтому метастабильные состояния играют в явлениях газового разряда, большую роль. На разборе некоторых относящихся сюда явлений мы остановимся в соответствующих главах (например, влияние метастабилей на потенциал зажигания — так называемый эффект Пеннинга).

§ 4. Ионизация при столкновениях с положительными ионами. Теория газового разряда, в частности теория Тоунсенда, о которой речь будет в гл. XI, учитывает ионизацию атомов газа при столкновении их с ионами. Тем не менее об этом элементарном процессе пока известно очень мало, и здесь нельзя еще привести таких определенных выраженных закономерностей, как это можно сделать в отношении ионизации столкновениями электронов. С одной стороны, установлено, что при тех скоростях, которыми обладают положительные ионы в газовых разрядах и которые определяются проходимыми ими равностями потенциалов в несколько десятков или сотен вольт, ионизирующая способность положительных ионов, по отношению к молекулам того же газа, которому принадлежат ионы, очень мала. С другой стороны, очень быстро движущиеся α -частицы производят сильную ионизацию того газа, через который они проходят. Долгое время не удавалось установить чего-либо, соответствующего ионизационным потенциалам при столкновениях электронов, и только работы последнего времени содержат некоторые данные в этом отношении. Приводим таблицу ионизационных потенциалов из работы Бекка и Музона [1], относящуюся к ионизации благородных газов донами щелочных металлов.

Таблица 4

Газ \ Металл	Li ⁺	Na ⁺	K ⁺	Rb ⁺	Cs ⁺
Ne	307	175	320	420	437
Ar	190	105	95	180	(365)
Kr	(420)	(400)	80	100	143
Xe	250	(300)	120	145	105

Бекк и Музон считают эти потенциалы определенными с точностью до ± 10 V.

Для иллюстрации порядка величины рассматриваемого явления приводим еще из работ Суттона и Музона ряд цифр, дающих число ионизаций, происходящих на 1 см пути иона Na^+ при разности потенциалов в 750 В и при давлении газа в 0,01 мм. Hg:

Ar	Ne	N_2	H_2	Воздух
0,06288	0,00112	0,00124	0,0000	0,06098

Что касается ионизации газа его же собственными положительными ионами, то в этом отношении не имеется никаких количественных данных. Известно только, что продуктивность столкновений атомов с положительными ионами в отношении образования новых ионов много меньше, чем продуктивность столкновений с электронами.

§ 5. Ионизация высокой температурой. Так как при высокой температуре газа сильно увеличивается число очень быстро движущихся молекул газа, то естественно ожидать, что при высокой температуре многие из столкновений молекул газа друг с другом могут повести к переходу кинетической энергии движения молекул в энергию их возбуждения или ионизации. Действительно, мы знаем много примеров свечения и ионизации газа при высокой температуре. Достаточно упомянуть о свечении паров натрия в пламени бунзеновской горелки. Во многих случаях это свечение и ионизацию объясняют происходящими в этих случаях химическими реакциями, так как температура пламени слишком низка; чтобы количественно оправдать наблюдаемую ионизацию столкновениями атомов. Однако произведен ряд тщательно поставленных опытов, несомненно, доказывающих существование температурной ионизации (Гибсон, Книг ¹⁷, ¹⁸). Одним из критериев температурного излучения является совпадение с излучением черного тела в той же части спектра (Гибсон — пары таллия при 1350—1450° K). Другим критерием — постепенное появление, по мере увеличения температуры, спектральных линий, требующих все большей и большей энергии возбуждения (Книг). При доступных в лабораторной обстановке температурах газы с высокими потенциалами возбуждения, вообще, нельзя заставить светиться путем температурного возбуждения.

В термодинамике установлена связь между диссоциацией газа и температурой. Этгерт и Сага ^{19, 20, 21} применили эти термодинамические формулы к процессу температурной ионизации, заменив работу или «теплоту диссоциации» энергией ионизации атома. Для случая простой ионизации (отделение одного электрона) формула имеет вид:

$$\frac{x^2 P}{1-x^2} = (2\pi n)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}} \cdot e^{-\frac{W_i}{kT}}. \quad (13)$$

x обозначает отношение числа ионизированных атомов к общему числу атомов, P — сумму парциальных давлений атомов ионного и «электронного газа», W_i — энергию ионизации ($W_i = eV_i$).

То, что P входит в формулу (13), показывает, что степень ионизации зависит не только от температуры, но и от плотности газа. Измеряя

электропроводность паров металла в пламени, при определенной температуре, можно вычислить отсюда обычным путем по формуле (10) § 2 этой главы концентрацию ионов n и, далее, степень ионизации α . Вставляя α и T в формулу (13), можно определить отсюда V_i и, далее, разделив на заряд электрона e ионизационный потенциал данного металлического пара. Следующая таблица из работы Нойсса и Вильсона содержит во втором столбце вычисленные таким способом ионизационные потенциалы. В третьем столбце той же таблицы приведены те же потенциалы, определенные по измерению границы соответствующей спектральной серии.

Цифры этой таблицы хорошо подтверждают теорию температурной ионизации. Ленгмюр и Кингдон указали, что формула Сага, а также формулы, выведенные в

Таблица 54)

Металл	V_i из электро- проводности пла- мени (в вольтах)	V_i из границы спектр. серии (в вольтах)
Cs	4,00	3,87
Rb	4,26	4,15
K	4,35	4,32
Li	5,46	5,36

качестве ее дальнейшего развития, дающие очень хорошие результаты в астрофизике в приложении к атмосфере звезд, в случае применения их к газу в лабораторных условиях, находящемуся неминуемо внутри какого-либо замкнутого сосуда, требуют введения поправок, учитывающих эмиссию электронов стенками сосуда, Ленгмюр и Кингдон ^[12] дают следующую формулу, по их мнению, одинаково хорошо применимую во всех случаях:

$$\lg_{10} \frac{n_- \cdot n_+}{n_a} = -\frac{5040 V_i}{T} + \frac{3}{2} \lg_{10} T + 15,385; \quad (14)$$

здесь n_- , n_+ и n_a — число электронов, положительных ионов и нейтральных атомов газа в 1 см^3 , V_i — ионизационный потенциал в вольтах, T — абсолютная температура.

§ 6. Ионизация путем поглощения излучения. Раз мы наблюдаем возбуждение атомов путем поглощения светового излучения, мы должны ожидать также и ионизации газа при поглощении кванта световой энергии $h\nu = eV_i$. В ряде опытов существование такой фотоионизации установлено с несомненностью в парах щелочных и щелочно-земельных металлов. Сколько-нибудь удовлетворительного совпадения с количественной стороны с имеющимися на этот счет теориями, однако, не получено. Абсолютная величина эффекта фотоионизации в газе много меньше ионизации столкновениями и потому играет малую роль в явлениях газового разряда. Облегчающее возникновение разряда действие освещения искрового промежутка объясняется не фотоионизацией газа, а фотоэффектом на катоде. Однако, если перейти к излучению все меньшей и меньшей длины волны, то иониза-

ионное действие электромагнитного излучения усиливается все более. Рентгеновы лучи являются уже хорошим ионизатором газа. γ -лучи радиоактивных веществ — еще лучшим. Что касается ионизирующего действия α -лучей и β -лучей, то это действие тождественно с ионизацией столкновительными первого рода. α -лучи радиоактивных веществ — поток быстро движущихся ядер атомов гелия — являются мощным ионизатором. Кривая вероятности ионизации атома при ударе об него β -частицы — быстро движущегося электрона в потоке β -лучей, — в зависимости от скорости электрона представляет собой продолжение кривой вероятности ионизации медленно движущимися электронами и показывает постепенное падение этой вероятности от максимального значения, достигаемого ею для различных газов, в пределах 100—300 V до нуля, при приближении скорости электрона к скорости света.

§ 7. Внешний фотоэлектрический эффект. Наравне с ионизацией, происходящей в заданном газом объеме, для явлений электрического разряда в газе имеют большое значение процессы, которые можно было бы назвать процессами образования свободных ионов на электродах, понимая под словом «ион» также и электроны. Из этих процессов нами уже подробно рассмотрен в гл. VIII процесс термоионной эмиссии. В этом параграфе мы остановимся на «фотоэлектрическом эффекте», а в следующем — на выделении электронов с поверхности металла под действием бомбардировки этой поверхности электронами, ионами и метастабильными атомами.

Внешним фотоэлектрическим эффектом называется явление эмиссии электронов поверхностью металла, на которую падает луч света. Количество эмиттируемых электронов зависит от интенсивности падающего на поверхность металла светового излучения, а скорость, с которой с этой поверхности вылетают электроны, определяется законом Эйнштейна:

$$h\nu = P + \frac{mv^2}{2}. \quad (15)$$

Здесь $h\nu$ — величина кванта падающего света; P — работа, необходимая для высвобождения электрона из металла; v — скорость вылета фотоэлектрона. Равенство (15) дает максимальную скорость вылета электрона. Следовательно, P соответствует тем электронам, высвободить которые из металла легче всего. Для разных металлов P различно.

Если обозначить через ν_0 ту частоту колебаний светового луча, при которой

$$h\nu_0 = P, \quad (16)$$

то при $\nu = \nu_0$, $v = 0$, и соответствующая этой частоте длина волны λ_0 представляет собой так называемый *порог фотоэффекта* со стороны длинных волн. Световое излучение, для которого $\nu < \nu_0$, а $\lambda > \lambda_0$, падая на поверхность соответствующего металла, не вызывает фотоэффекта. Значения P , ν_0 и λ_0 для данного металла зависят от состояния его поверхности и от наличия адсорбированного газа. Следующая таблица дает несколько примеров для значений порога фотоэф-

фекта λ_0 и для максимальной скорости фотоэлектронов при освещении лучами различной длины волны в $\text{\AA}$. Из. Как для помещенных в

Таблица 6

Металл	Порог фотоэффекта λ_0	Скорость в вольтах при длинах волн падающего света γ				
		4000	3000	2500	2000	1000
Pt обезгаженная	1 945	—	—	—	—	6,00
Pt необезгаженная	2 880	—	—	0,66	1,89	8,07
W обезгаженный	2 575	—	—	0,14	1,37	7,55
Hg жидкая	2 735	—	—	0,42	1,65	7,83
Zn необезгаженный	3 760	—	0,83	1,65	2,88	9,06
K чистый	7 000	1,32	2,35	3,17	4,40	10,58
K сенсиблизованный образова- нием гидрида на его поверх- ности	10 000	1,85	2,88	3,70	4,93	11,11

этой таблице платины, вольфрама, ртути и цинка, порог фотоэффекта для большинства металлов лежит уже в ультрафиолетовой части спектра. Для щелочных металлов Na, K, Cs этот порог передвигается в видимую часть спектра и, как показывает последняя строчка табл. 6, даже заходит в инфракрасную часть. Способность калия эмитировать фотоэлектроны увеличивается не только при образовании гидрида, но также при обработке в вакууме чистой калиевой поверхности парами серы. Полная фотоэлектрическая эмиссия (фотоэлектронный ток) пропорциональна интенсивности падающего света. При уменьшении длины волны λ падающего света этот ток возрастает от нуля при $\lambda = \lambda_0$ до некоторого максимума при $\lambda = \frac{2}{3} \lambda_0$, а затем вновь уменьшается. При более коротких длинах волн наблюдались еще добавочные максимумы. Повидному, каждый максимум в поглощении излучения (каждая полоса поглощения) сопровождается соответствующим максимумом фотоэлектрического эффекта. Если электрический вектор световой волны, падающей на поверхность металла, имеет слагающую, лежащую в плоскости падения, то, кроме описанного выше обычного фотоэффекта, в случае электроположительных металлов наблюдается еще так называемый «селективный» или избирательный фотоэффект. Этот эффект имеет гораздо большую интенсивность, чем обычный фотоэффект, и проявляется при освещении светом определенной длины волны, совпадающей с максимумом обычного фотоэффекта при $\lambda = \frac{2}{3} \lambda_0$.

§ 8. Вторичные электроны. Опыт показывает, что если поверхность металла в разреженном газе бомбардируется ускоренными электрическим полем электронами, то эти электроны не просто все входят в металл, а наблюдается встречный поток электронов от поверхности

металла. Самое простое объяснение этого факта то, что электроны отражаются от поверхности того тела, на которое они падают. Однако при достаточно больших скоростях электронов, падающих на поверхность, число электронов, покидающих поверхность в 1 сек., становится больше числа электронов, падающих на поверхность за то же время, и вместо тока, соответствующего движению электронов в газе или вакууме по направлению к данному электроду, измеряющий ток прибор показывает противоположное направление тока. В натродных лампах это явление носит название *динамического эффекта*. Такой избыток покидающих поверхность электрода электронов вызывает, что о простом отражении электронов говорить нельзя, а приходится считаться с новым эффектом, состоящим в вышибании электронов из поверхности металла ударами быстро движущихся электронов. Этот эффект называется *эмиссией вторичных электронов*. Поток вторичных электронов при открытии этого явления назвали *δ-лучами*.

Как показали опыты Ланге^[14], при увеличении скорости падающих на металл электронов, начиная от нуля, мы сперва имеем дело лишь с отраженными электронами, т. е. летят обратно электроны те самые, в которых состоит первоначальный падающий на металл пучок электронов. При увеличении скорости этих «первичных» электронов, падающих на металл, изгиб в кривой зависимости вторичного тока от напряжения, ускоряющего первичные электроны, указывает на начало эмиссии «вторичных» электронов, когда к отраженным электронам начинают примешиваться электроны, вышибленные из металла. Максимум эмиссии вторичных электронов имеет место при скорости первичных электронов в несколько сот вольт. При дальнейшем увеличении скорости первичных электронов число эмиттируемых вторичных вновь падает. На этот общий более или менее плавный ход изменения вторичной эмиссии со скоростью первичных электронов накладываются добавочные горбы кривой, указывающие на наличие для вторичной эмиссии некоторых «критических потенциалов». Скорости, с которыми покидают поверхность металла вторичные электроны, всегда очень малы по сравнению со скоростями вышибающих их первичных электронов; максимальное значение этих скоростей не превосходит нескольких вольт. Эмиссия вторичных электронов очень сильно зависит от обработки поверхности металла. По мере обезгаживания поверхности число эмиттируемых электронов уменьшается. Максимальное число вторичных электронов превосходит число падающих на поверхность металла первичных электронов для необезгаженных металлов в 3—4 раза, для обезгаженных лишь в 1—1,5 раза. Для тонких слоев щелочных металлов, нанесенных на окисленную поверхность другого металла, — случай, для которого, как мы видели выше, «работа выхода» очень мала, — число вторичных электронов может значительно превышать число первичных (10 раз). Что касается направления движения вторичных электронов, то для обычных металлических поверхностей эти направления расположены более или менее по закону случая. Однако некоторые особенности в распределении этих направлений, наблюдаемые Дэвиссоном и Кунсменом, привели

Дэвиссона и Джермера к открытию волновой природы электрона путем наблюдения отражения электронов от поверхности цельных металлических кристаллов (монокристаллов). Оказалось, что пучок электронов отражается от кристалла по таким же законам, как это сделали бы рентгеновы лучи с длиной волны $\lambda = \frac{h}{mv}$, где v — скорость движения электронов¹⁾.

Вторичные электроны эмитируются не только металлами, но и диэлектриками, в том числе стеклом. Поэтому в отношении поведения при газовом разряде стекла, составляющего стенки трубки, наблюдаются два различных случая. Когда на стекло попадают лишь медленно движущиеся электроны, стекло заряжается отрицательно; мы уже касались подробностей этого явления в параграфе о диффузии электронов и ионов. При попадании на стекло быстро движущихся электронов с поверхности стекла происходит эмиссия вторичных электронов в количестве, большем, чем число падающих на стекло электронов, и стекло заряжается положительно. В последнем случае положительный заряд стекла создаст поле, которое отсасывает электроны из газа на стенки. Это явление может привести к значительному разогреванию стеклянной стенки.

Аналогично эмиссии вторичных электронов под действием пучка первичных происходит эмиссия электронов из поверхности металла при бомбардировке ее положительными ионами. Это явление представляет собой одно из основных элементарных явлений при объяснении процессов, имеющих место в катодных частях тлеющего разряда. Однако с количественной стороны оно еще очень плохо изучено. Известно только, что с увеличением скорости положительных ионов число эмитируемых металлом электронов увеличивается; скорости этих вторичных электронов очень малы — порядка 1 V. Повидимому, в этом явлении происходит не простое выбивание электронов за счет кинетической энергии ударяющихся о поверхность металла ионов, а в нем играет значительную роль также и энергия ионизации иона (или, другими словами, «сродство» иона к электрону). Согласно такому воззрению, при эмиссии вторичных электронов энергия ионизации иона должна быть, по меньшей мере, вдвое больше работы выхода электрона из металла, так как ион извлекает из металла не один электрон, а два. Первый служит для нейтрализации иона, а второй представляет собой эмиттированный вторичный электрон. Такое извлечение вторичных электронов ионами из поверхности металла за счет энергии ионизации иона подтверждается опытами Пеннинга^[15, 16], результаты которых изображены на фиг. 109, относящейся к выделению ударами ионов неона вторичных электронов из меди²⁾.

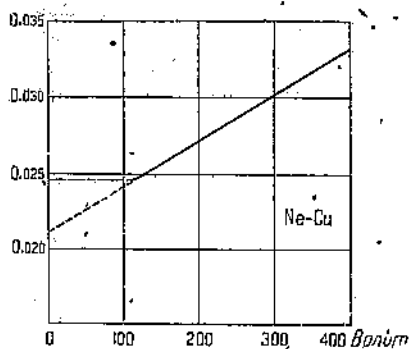
По оси абсцисс на этом чертеже отложено в вольтх ускоряющее ионы поле V , по оси ординат — число освобожденных из металла электронов, приходящихся на один ион. Экстраполяция кривой Пеннинга к $V=0$,

1) Не имея возможности останавливаться на этих интересных явлениях, не имеющих прямого отношения к электрическим разрядам в газах, отсылаем читателя к статьям в «Успехах физических наук» за последние годы.

2) Кроме меди, Пеннинг произвел еще опыты для ионов неона с серебром и железом.

согласно ее загибу на нижнем конце, показывает, что при поле $V=0$, когда ударяющийся о поверхность металла ион никакой другой энергией, кроме «энергии ионизации», в достаточной мере не обладает, эмиссия электронов из меди при ударе ионов неона не будет равна нулю, а будет лежать в пределах от 0,02 до 0,025 электрона на один ион. Согласно кривой Пеннинга, эмиссия электронов в пределах между 100 и 400 В пропорциональна разности потенциалов V , пройденной ионами. Однако встречаются указания и на другие формы зависимости числа вторичных электронов от V , например, пропорциональность квадрату V . Заметим еще, что число «отраженных» ионов оказывается очень небольшим: всего несколько процентов (4—7%) от числа ударяющихся о металл.

То, что мы знаем о метастабильных атомах и о передаче ими энергии возбуждения при столкновениях второго рода, вводит нас



Фиг. 109.

мысль: при ударах метастабильных атомов о поверхность металла энергия возбуждения метастабилей может быть затрачена на процесс извлечения вторичных электронов из поверхности металла. Подобно эмиссии вторичных электронов под действием медленно движущихся $+$ ионов, в приведенном выше опыте Пеннинга должна иметь место эмиссия вторичных электронов под действием метастабилей. Опыты, поставленные в самые последние годы Олифантом, с одной стороны, Уйтерговеном и Гаррингтоном^{17, 18} — с другой, вполне подтверждают это

предположение. Олифант нашел способ получать пучок метастабильных атомов гелия, заставляя ионы гелия падать под очень острым углом на металлическую поверхность. Экспериментируя с такими пучками, Олифант нашел, что скорости освобождаемых метастабильными атомами гелия вторичных электронов лежали в пределах от 2 вольт до $(V_m - \phi)$, где V_m — энергия метастабильного атома, ϕ — работа выхода электрона из металла в вольтах. В предположении, что каждый метастабильный атом, превращающийся на поверхности металла в атом невозбужденный, освобождает один электрон, подсчет числа метастабильных атомов, не теряющих своей энергии на поверхности, следовательно, отражаемых в качестве метастабилей же в зависимости от условий опыта, лежал в пределах от 10 до 50%.

Уйтерговен и Гаррингтон работали с неоном и также показали существование мощного пучка вторичных электронов, эмиттированного поверхностью металла. Интенсивность этого пучка не зависела от поля, ускоряющего положительные ионы в разряде, и намного превосходила данные, имеющиеся по отношению к действию положительных ионов, а также возможный в условиях опыта фотоэлектрический эффект. Таким образом для объяснения происхождения пучка остается лишь действие метастабилей.

Разбирая различные случаи эмиссии электронов с поверхности металла при соприкосновении ее с газом, нельзя не упомянуть также и о выделении электронов в результате химических реакций. Возможность существования такого процесса создается хотя бы тем обстоятельством, что, как теперь известно, при химических реакциях в некоторых случаях молекулы, прежде чем образовать окончательные продукты реакции, находятся некоторое время в переходных возбужденных состояниях. Для таких возбужденных молекул возможен такой же процесс извлечения вторичных электронов, как и для метастабилей. Кроме того, при химических реакциях газа с металлом может происходить слабое местное нагревание последнего, сосредоточенное на очень небольшом участке, сопровождаемое термической эмиссией, или выделение световой энергии (химилюминесценция), сопровождаемое фотоэффектом.

В явлениях электрических разрядов в газах эмиссия электронов под действием химических реакций обычно не играет никакой роли, но при разборе более сложных случаев игнорировать возможность такого процесса не следует. Из фактического материала укажем на эмиссию электронов электроположительными металлами Na, K и амальгамированным Al под действием газов H_2S , HCl, CO_2 , H_2O , $COCl_2$, $CSCl_2$, O_2 , Cl_2 , Br_2 .

§ 9. Остаточная ионизация газа. Как мы видели, ионизация газа, обуславливающая его электропроводность, происходит под действием целого ряда процессов. Было сделано немало попыток защитить газ от действия каких бы то ни было понизаторов. Однако получить газ, совершенно неспособный проводить электрический ток, не удается.

В газе, даже очень хорошо защищенном от воздействия всякого светового излучения, всегда наблюдается некоторая, хотя и очень слабая, *остаточная ионизация*. Значительная доля этой остаточной ионизации объясняется излучениями радиоактивных веществ, входящих в состав тех или иных слоев земной поверхности. Защищая газ достаточно толстой свинцовой оболочкой, можно от этой части освободиться. Но и при оболочках, вполне достаточных для того, чтобы поглотить всякое земное радиоактивное излучение, чувствительные электрометры обнаруживают некоторую электропроводность газа. Можно было бы попытаться искать причину остаточной ионизации в столкновениях атомов между собой. Но ионизация газа вследствие теплового движения и столкновения молекул, как мы видели, очень сильно зависит от температуры и в обычных условиях опыта может дать лишь совершенно ничтожную остаточную ионизацию. Остается предположить, что сами свинцовые стенки, которыми окружают газ, все еще содержат следы радиоспектральных веществ. Однако и этот эффект может быть лишь чрезвычайно мал. Поэтому приходится искать нового, еще не учтенного источника. Такой источник, действительно, имеется. Он усиленно проявляет себя, если подняться над уровнем моря и последовать остаточную ионизацию газа на высоте нескольких километров. Таблица 7 дает цифры, показывающие, что остаточная ионизация при удалении от уровня моря вверх сперва слегка понижается (вследствие ослабления земных

остаточной ионизации с высотой показывает, что эту ионизацию следовало бы считать (как ионизацию радиоактивных излучений), а затем сильно увеличивается¹⁾. Увеличение может быть объяснено действием какого-то излучения, попадающего в земную атмосферу извне из междупланетного пространства. Это излучение, обнаруженное путем наблюдений остаточной ионизации Гессом²⁾ и последованное Колеустером, названо *всепроникающим* или *космическим излучением*. Его не следует смешивать с различного рода излучениями (α -, β -, γ -лучи), идущими от солнца и ионизирующими верхние слои земной атмосферы, так как эти излучения не проникают через толщу атмосферы до земной поверхности, а на больших высотах всецело поглощаются свинцовой оболочкой, внутри которой наблюдается действие космического излучения.

Таблица 7 [10, 20]

Высота над уровнем моря в км. . .	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0
Число ионов, образующихся в течение 1 сек. 1 см ³ воздуха, по сравнению с тем же числом на уровне моря	-1,5	+1,2	+4,0	+8,3	+16,5	+28,7	+44,2	+61,3	+80,4

Наиболее простой метод изучения свойств какого-либо излучения — это исследование его поглощения различными телами. Из наблюдения в области рентгеновых лучей, где мы имеем экспериментальные способы определения их длины волны, а также возможность теоретического ее подсчета, установлено, что поглощение излучения типа рентгеновых и γ -лучей тем меньше, чем короче его длина волны λ и чем больше квант энергии $h\nu$. Поглощение «всепроникающего» излучения было измерено в толстых слоях воды путем опускания приборов в соответствующей защите на большие глубины в воду горных озер. Поглощение оказалось, как и следовало ожидать, ввиду легкого проникновения этих лучей через свинец, меньше, чем для самых коротких γ -лучей, откуда — наименование «всепроникающее излучение». Космические лучи оказались неоднородными. Делая заключения на основании известного для рентгеновых и γ -лучей количественного соотношения между коэффициентом поглощения и λ , пришли к выводу, что отдельным составным частям космического излучения следует приписать длины волн, лежащие около $0,0063 \text{ \AA}$, около $0,00038 \text{ \AA}$ (Милликен и Боуэн) и около $0,00021 \text{ \AA}$ (Милликен). Есть и другое толкование природы всепроникающего излучения, рассмат-

1) Наблюдения произведены при помощи «баллонов-зондов» — воздушных шаров, снабженных самоваливающими приборами.

рывающее это излучение как поток чрезвычайно быстро движущихся электрических частиц (очень быстрые α - и β -лучи). Однако до сих пор попытки доказать это предположение экспериментально отклонением космических лучей в магнитном поле не увенчались успехом.

Если считать космические лучи очень короткими электромагнитными волнами и поставить вопрос, какими же процессам могут соответствовать кванты энергии $h\nu$ таких лучей, то приходится заключить, что такой величины кванты должны излучаться при процессе образования атомных ядер легких металлов из протонов, α -частиц и электронов, а для наиболее коротких длин волн — самой α -частицы или ядра гелия из четырех протонов и двух электронов. Высказывались также предположения, что наиболее коротковолновые космические лучи излучаются при тесном соединении протона и электрона в нейтральную частичку — нейтрон. Исследователями, считающими космическое излучение потоком материальных частиц и не обнаружившими, как выше сказано, отклонения их в магнитном поле, высказана и такая мысль, что космические лучи представляют собой поток быстро движущихся нейтронов, т. е. особой весьма тесной комбинации протона и электрона, почти не обладающей внешним электрическим полем. Возможность существования такой частицы подтверждена за последнее время опытами Боте, с одной стороны, Чадвика — с другой [22].

Как видим, в области космического излучения все еще полно догадок. Несомненно, одно: исследование остаточной ионизации газа приводит нас в область совершенно новых явлений и дает намеки на существование новых, ранее не учитываемых мировых процессов. По отношению к явлениям газового разряда остаточная ионизация имеет то значение, что при всяких условиях в газе можно вызвать явление электрического разряда путем наложения соответствующей, сравнительно небольшой, разности потенциалов на электроды, причем эта разность потенциалов недостаточна для объяснения разряда эффектом вырывания электронов сильным полем.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ.

Теория пространственных зарядов. Определение потенциала в данной точке ионизованного газа.

§ 1. Пространственный заряд. Формулы Ленгмюра. Говоря о движении электронов и ионов в газе, мы принимали до сих пор во внимание лишь электрическое поле, созданное зарядами граничащих с газом электродов, и не учитывали взаимного отталкивания или притяжения самих заряженных частиц (ионов и электронов). Между тем, мы знаем, хотя бы из опытов снятия характеристики катодной лампы, что эти силы имеют большое значение и существенно изменяют движение частиц. При учете этого взаимодействия вводят представление о *пространственных зарядах* и расчет ведут так, как будто заряд частиц, находящихся в данном небольшом объеме, был распределен равномерно по всему этому объему. Величину $\rho = ne$, или количество электричества, приходящееся на 1 см³, отождествляют с плотностью пространственного заряда и в основу вычислений кладут основное уравнение электростатики, называемое также уравнением Пуассона:

$$\nabla^2 V = -4\pi\rho. \quad (1)$$

При решении задачи нас может интересовать, с одной стороны, распределение поля и, с другой — зависимость интенсивности электронного или ионного тока на данный электрод от наложенного на этот электрод потенциала. Ленгмюр [1, 2] дал решение этой задачи для катодной лампы с плоскими, цилиндрическими и шаровыми электродами и затем применил свои решения к явлениям в газовом разряде.

Проведем ось X перпендикулярно к поверхности катода. Пусть поверхность катода представляет собой безграничную плоскость. Пусть анод такая же плоскость, параллельная плоскости катода и находящаяся от нее на расстоянии x_0 . Положим, что между катодом и анодом настолько высокий вакуум, что действием остаточных молекул газа на движение электронов и образование положительных ионов можно пренебречь. Катод находится при потенциале нуль, анод — при потенциале E_a .

Упростим задачу, предположив что:

1) Начальная скорость электронов, покидающих катод, равна нулю. Ошибка, вносимая этим допущением, будет тем меньше, чем больше E_a по сравнению с средней скоростью вылетающих из катода элек-

тронов, скоростью порядка 0,2 эв. вольт при обычной температуре раскаленного вольфрамового катода 2400—2500° К.

2) Электронов около волоска всегда очень много. Это допущение возможно, пока ток на аноде I_a далеко от тока насыщения. При достижении насыщения вывод перестает быть применимым.

3) Пространственный заряд создает такое распределение потенциала V между электродами, что непосредственно у поверхности катода градиент потенциала равен нулю, т. е. $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} = 0$. Это допущение можно рассматривать, как следствие первого допущения. Если бы напряжение поля у поверхности катода было больше нуля, то все эмиттируемые электроны немедленно направлялись бы к аноду, I_a равнялось бы «току насыщения» при всяком сколь угодно малом потенциале анода, и никакого задерживающего движение электронов действия пространственного заряда не было бы. Если бы $\frac{dV}{dx}$ у катода было меньше нуля, то при наличии первого условия ни один электрон, освобождающийся на катоде, не мог бы достигнуть анода.

В рассматриваемом нами случае, в котором (вследствие симметрии всего расположения) эквипотенциальные поверхности должны быть параллельны катоду, уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho. \quad (2)$$

Кроме того, можем написать хорошо известное нам «уравнение живых сил» в применении к электрону, покинувшему катод с нулевой начальной скоростью:

$$\frac{mv^2}{2} = eV. \quad (3)$$

Наконец, обозначая ток с единицы поверхности катода через i , будем иметь:

$$i = -\rho v^1). \quad (4)$$

Исключая ρ и v из (2), (3) и (4), находим:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 2\sqrt{2\pi}\sqrt{\frac{m}{e}}iV^{-\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

При стационарном режиме плотность отрицательного заряда должна быть постоянной в каждой точке поля и электронный ток i постоянным по времени и одинаковым на всех расстояниях x от катода. Поэтому величину i мы должны принимать в уравнении (5) за постоянную величину.

Умножая обе части уравнения (5) на $2\frac{dV}{dx}dx$; интегрируя в пределах от

1) Знак минус потому, что положительное направление тока всегда считается противоположным направлению движения электрона.

нуля до x и извлекая квадратный корень из обеих частей, находим, принимая во внимание, что $V=0$ при $x=0$ и, кроме того, согласно нашему третьему допущению, $\frac{dV}{dx}=0$ при $x=0$:

$$\frac{dV}{dx} = \sqrt{8\pi i} \sqrt[4]{\frac{2m}{\epsilon} V}. \quad (6)$$

Разделяя переменные и интегрируя, находим:

$$\int V^{-\frac{1}{4}} dV = \int \sqrt{8\pi i} \sqrt[4]{\frac{2m}{\epsilon}} dx + C; \quad \frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{8\pi i} \sqrt[4]{\frac{2m}{\epsilon}} x + C;$$

так как при $x=0$ $V=0$, то C оказывается равным нулю, и, следовательно:

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{8\pi i} \sqrt[4]{\frac{2m}{\epsilon}} x. \quad (7)$$

Решение уравнения (7) относительно V дает нам распределение потенциала в пространстве между катодом и анодом:

$$V = 12 \sqrt[3]{\frac{2}{3}} \cdot \pi^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\epsilon}{m}\right)^{-\frac{1}{3}} i^{\frac{2}{3}} x^{\frac{4}{3}}. \quad (8)$$

Вставляя в (7) вместо x расстояние между катодом и анодом, а вместо V потенциал анода E_a и решая относительно i , находим зависимость силы электронного тока с единицы поверхности катода от напряжения на аноде:

$$i = \frac{V^{\frac{3}{2}}}{9\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{m}} \frac{E_a^{\frac{3}{2}}}{x_0^2}. \quad (9)$$

Равенство (9) представляет собой формулу Ленгмюра «характеристики катодной лампы при плоских электродах» и часто называется «законом $3/2$ ».

В том случае, когда катод представляет собой цилиндр радиуса r_0 (например цилиндрическая вольфрамовая нить), а анод — концентричный с первым цилиндр радиуса r_a , Ленгмюр пользуется цилиндрическими координатами ¹⁾ Z , r и φ , и, принимая во внимание, что по условиям симметрии $\frac{dV}{dZ}=0$ и $\frac{dV}{d\varphi}=0$, Ленгмюр пишет уравнение (1) в виде ¹⁾:

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dV}{dr} \right] = -4\pi\rho. \quad (10)$$

Уравнение (3) остается в силе. Уравнение (4) заменяется таким:

$$i = -2\pi r \rho. \quad (11)$$

¹⁾ Цилиндрические координаты r и φ соответствуют «полярным координатам» на плоскости; z есть длина перпендикуляра, опущенного из данной точки на координатную плоскость $z=0$.

Здесь i обозначает электронный ток с единицы длины катода; такой же ток проходит через боковую поверхность любого концентричного с катодом цилиндра высотой в 1 см (поверхность $2\pi r$; ток через единицу поверхности во всех случаях iv).

Исключая v и p из (3), (11) и (10), находим:

$$r \frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{dV}{dr} = i \sqrt{\frac{2m}{eV}}. \quad (12)$$

Чтобы найти распределение потенциала между цилиндрическими электродами, вызванное пространственными зарядами электронов, или чтобы найти формулу зависимости тока от напряжения в этом случае, надо найти интеграл уравнения (12).

Ленгмюр решает эту задачу таким образом. Сперва он показывает, что выражение

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{3/2}}{r} \quad (13)$$

удовлетворяет уравнению (12) и потому является его частным интегралом. В этом нетрудно убедиться подстановкой.

Но (12) не является точным решением нашей задачи, так как, как нетрудно видеть, третье начальное условие не удовлетворяется им. Поэтому Ленгмюр [1, 2] и его сотрудник Адамс заменили выражение (13) следующим:

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{3/2}}{r\beta^2}. \quad (14)$$

Здесь β обозначает некоторую неизвестную нам пока функцию, которую требуется подобрать так, чтобы (14) представляло собой интеграл уравнения (12) и в то же время удовлетворяло всем начальным условиям.

Нахождение $\frac{dV}{dr}$ и $\frac{d^2 V}{dr^2}$ из (14) и подстановка этих значений в (12) приводит к новому дифференциальному уравнению такого вида:

$$3\beta r^2 \frac{d^2 \beta}{dr^2} + r^2 \left(\frac{d\beta}{dr} \right)^2 + 7\beta r \frac{d\beta}{dr} + \beta^2 - 1 = 0. \quad (15)$$

Ленгмюр и Адамс вводят вместо r новое переменное γ , определяемое соотношением:

$$\gamma = \ln \frac{r}{r_0}, \quad (16)$$

и, таким образом, преобразовывают (15) в

$$3\beta \frac{d^2 \beta}{d\gamma^2} + \left(\frac{d\beta}{d\gamma} \right)^2 + 4\beta \frac{d\beta}{d\gamma} + \beta^2 - 1 = 0. \quad (17)$$

Интегрирование выражения (17) при помощи ряда ¹⁾ приводит к такому выражению:

$$\beta = \gamma + \frac{2}{5} \gamma^2 + \frac{11}{120} \gamma^3 - \frac{47}{3300} \gamma^4 + 0,00168 \gamma^5 - \dots \quad (18)$$

Ленгмюр и Блоджетт ^[3] вычислили коэффициенты 14 членов ряда (18) и дали подробную таблицу функции β^2 в зависимости от $\frac{r}{r_0}$. Для таких значений $\frac{r}{r_0}$, при которых ряд (18) сходится недостаточно быстро, был применен способ вычисления β путем численной интеграции (аналогичной графической) методом постепенного приближения. Общий ход функции β^2 оказывается следующим: $\beta^2 = 0$ при $r = r_0$, затем β^2 возрастает, равно единице при значении $\frac{r}{r_0}$ около 10 и при $\frac{r}{r_0} = 44,05$ достигает максимума, равного 1,09455. Затем β^2 убывает, при значении $\frac{r}{r_0}$ около 9352 вновь равно единице. Далее β^2 проходит ряд минимумов и максимумов. Максимумы несколько выше, а минимумы несколько ниже единицы, причем амплитуда колебаний величины β^2 постепенно уменьшается. β^2 стремится к единице при $\frac{r}{r_0} \rightarrow \infty$. Таким образом, если пренебречь в выражении (14) величиной β^2 , или, что то же, пользоваться вместо него частным интегралом (13), то наибольшая величина ошибки, происходящей от пользования этой приближенной формулой, равна 9,5%. Вообще же величина этой ошибки зависит от отношения $\frac{r}{r_0}$. Табл. 1 представляет собой небольшую выдержку из таблицы функции β^2 Ленгмюра и Блоджетт.

Таблица 1

$\frac{r}{r_0}$	β^2	$\frac{r}{r_0}$	β^2	$\frac{r}{r_0}$	β^2
1,00	0,0000	80	1,0845	350	1,0397
16	1,0513	90	1,0813	400	1,0362
18	1,0630	100	1,0782	500	1,0307
20	1,0715	120	1,0726	600	1,0266
30	1,0908	140	1,0677	800	1,0209
40	1,0946	160	1,0634	1 000	1,0171
50	1,0936	180	1,0596	1 500	1,0114
60	1,0910	200	1,0562	2 000	1,0082
70	1,0878	250	1,0494	5 000	1,0020
		300	1,0440	10 000	1,0000
				∞	1,0000

Необходимо заметить, во избежание недоразумения при чтении некоторых книг и статей, выпшедших до работы Ленгмюра и Блоджетт, что первоначально (в 1913 г.) Ленгмюр и Адаме дали совершенно

¹⁾ Формула (18) выведена также проф. Московского университета С. А. Богуславским.

другую таблицу для функции β^2 , пользуясь рядом, который Адаме принял за быстросходящийся, тогда как ряд этим свойством не обладал. По этой таблице β^2 быстро приближалось к единице с возрастанием $\frac{r}{r_0}$, так что для всех значений $\frac{r}{r_0}$, больших 20, которые только и интересны практически, β^2 отличалось от единицы лишь в пятом знаке и далее. На этом основании формула характеристики (13) считалась очень близкой к истинному положению вещей.

Подставляя в (14) численное значение констант, находим для тока с единицы длины катода в амперах при напряжении на аноде E_a в вольтах:

$$i = 1,468 \cdot 10^{-11} \frac{E_a^{3/2}}{\beta_{cr}^2} \text{ ампер.} \quad (19)$$

Для распределения потенциала между цилиндрическими concentричными катодом и анодом находим:

$$V = \left(\frac{10^6 \cdot \beta^2}{1,468} \right)^{2/3} \cdot i^{2/3} r^{2/3}. \quad (20)$$

Решение задачи распределения потенциала между шаровыми concentричными электродами, из которых внутренний шар радиуса r_0 служит катодом, и вывод формулы характеристики для этого случая даны Ленгмюром и Блоджетт^[4] и приводят к формулам¹⁾:

$$i = \frac{4\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{\epsilon}{m}} \frac{E_a^{3/2}}{\rho_a^2}, \quad (21)$$

$$V = \left(\frac{9}{4\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\epsilon}{m}} i \rho_a^2 \right)^{2/3}, \quad (22)$$

где i — полный ток со всей поверхности катода, а функция ρ^2 , подобно функции β^2 для случая цилиндрических электродов, определяется рядом:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \gamma - 0,3 \gamma^2 + 0,075 \gamma^3 - 0,01432 \gamma^4 + 0,00216 \gamma^5 - \dots \\ \rho^2 &= \gamma^2 - 0,6 \gamma^3 + 0,24 \gamma^4 - 0,074 \gamma^5 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где

$$\gamma = \ln \frac{r}{r_0}; \quad (16)$$

ρ_a в (22) получаем, подставляя r_a вместо r .

Во всех трех разобранных случаях — электроды плоские, цилиндрические и сферические — зависимость тока от напряжения следует

1) Метод решения совершенно аналогичен случаю цилиндрических электродов. Исходное уравнение: $\Delta V = 4\pi\rho$ имеет вид:

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dV}{dr} = 2\sqrt{2}\pi \sqrt{\frac{m}{\epsilon}} i \sqrt{\frac{1}{2}}.$$

«закону $3/2$ ». Ленгмюр доказывает, что в случае каких бы то ни было двух электродов при условии одинаковости потенциала на всей поверхности каждого из них «закон $3/2$ » остается в силе ¹⁾.

Вследствие перечисленных на стр. 212 и 313 упрощающих задачу допущений приведенное выше решение Ленгмюра является лишь первым приближением. Формулы (9), (14) и (21) справедливы лишь для «средней части» характеристики. При малых E_a сильно сказывается начальная скорость электронов; характеристика идет выше, чем следует; в частности, $i \neq 0$ при $E_a = 0$. При достаточно больших E_a избытка электронов у катода нет. Условие 2 стр. 213 не соблюдается, все электроны, эмиттируемые катодом, идут на анод, ток равен «току насыщения».

В случае катодной лампы вследствие падения потенциала вдоль нити, насыщение наступает не одновременно для различных точек нити, и переход от следующей «закону $3/2$ » средней части характеристики к прямой насыщения имеет вид постепенного загиба кривой.

Посмотрим теперь, к чему приводит отказ от первого из наших упрощающих условий, а именно допустим, что электроны, покидающие катод, имеют некоторые конечные начальные скорости, распределенные по Максвеллу. Так как при потенциале анода ниже потенциала насыщения не все электроны, покидающие катод, долетают до анода, то, очевидно, в этом случае наличие отрицательного пространственного заряда приводит к тому, что около катода существует поле, замедляющее движение электронов и возвращающее часть из них к катоду. Около анода поле направлено в противоположную сторону. Следовательно, при переходе от катода к аноду потенциал сперва убывает, затем возрастает, и на некотором расстоянии от катода существует «поверхность минимального потенциала». Через поверхность минимального потенциала прорываются к аноду только те электроны, начальная скорость которых превосходит некоторую величину v_0 , определяемую равенством:

$$\frac{mv_0^2}{2} = eV_m, \quad (24)$$

где V_m — разность потенциалов между катодом и поверхностью минимального потенциала. Шоттки ^[5], показал ²⁾, что при $E_a = 0$ поверхность минимального потенциала совпадает с анодом. Лишь при некоторой конечной величине потенциала анода, зависящей от температуры катода, поверхность минимального потенциала отделяется от анода и начинает постепенно приближаться к катоду. При достижении тока насыщения поверхность минимального потенциала сливается с поверхностью катода.

Решение задачи о распределении потенциала при наличии пространственного заряда эмиттируемых катодом электронов с учетом начальных скоростей этих электронов представляет большие трудности Ленг-

1. Сперва доказывается, что при увеличении потенциала в каждой точке поля в n раз путь электронов (в общем случае криволинейные) остаются без изменения, затем из разбора исходных уравнений (1), (3) и (4) делается заключение о том, что ток возрастает в $n^{3/2}$ раз при возрастании потенциала анода в n раз.

2) Выводы Шоттки относятся к цилиндрическому расположению электродов.

мюр [6], основываясь на работах Шоттки, Эпштейна, Адамса и Грея, детально проработал этот вопрос и дал полное решение задачи для случая плоских электродов. Метод этого решения состоит в том, что надо задаться определенной силой тока и затем, пользуясь рядами или составленными Ленгмюром таблицами, находить для каждой силы тока соответствующее распределение потенциала. В своих выкладках Ленгмюр вводит две величины η и ξ , являющиеся функциями координаты x , а именно:

$$\eta = \frac{\varepsilon}{kT} (V - V_m) = \frac{11600}{T} (V - V_m) \quad (25)$$

(здесь V_m — потенциал плоскости минимального потенциала, V — потенциал данной точки поля);

$$\begin{aligned} \xi &= 4 \left(\frac{\pi}{2k} \right)^{\frac{3}{2}} m^{\frac{1}{2}} \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}} i^{\frac{1}{2}} (x - x_m) = \\ &= 9,174 \cdot 10^5 T^{\frac{3}{2}} i^{\frac{1}{2}} (x - x_m) \end{aligned} \quad (26)$$

(x_m — координата поверхности минимального потенциала, x — координата данной точки поля).

В последних частях равенств (25) и (26) физические константы заменены их численными значениями, и введены переводные множители, соответствующие подстановке V в вольтах и i в амперах.

V_m вычисляется по формуле:

$$V_m = - \frac{T}{11600} \ln \frac{i_s}{i} = - \frac{T}{5640} \lg_{10} \frac{i_s}{i} \text{ вольт}, \quad (27)$$

x_m определяется на основании зависимости между ξ и η , которую Ленгмюр дает в виде таблиц, а также в виде кривой (кривая I на фиг. 110).

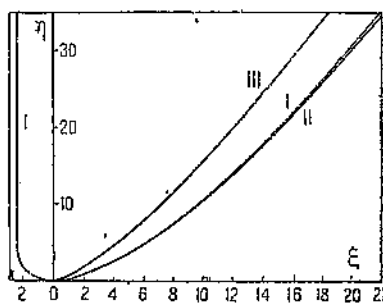
Для больших значений x , т. е. для точек, лежащих между поверхностью минимального потенциала и анодом ($x > x_m$), Ленгмюр выражает ξ через η при помощи быстросходящегося ряда:

$$\xi = \frac{2}{3} 2^{\frac{1}{2}} \pi^{\frac{1}{2}} \eta^{\frac{3}{2}} + 1,6685 \eta^{\frac{5}{2}} + \dots \quad (28)$$

Для этих точек (28), (26) и (25) путем исключения ξ и T приводят к следующему решению поставленной задачи, если остановиться на втором члене ряда (28):

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{\varepsilon}{m}} \frac{(V - V_m)^{3/2}}{(x - x_m)^3} (1 + 2,658 \eta^{-\frac{1}{2}}). \quad (29)$$

Формула (29) вполне сходна с полученным ранее выражением (9), связывающим ток и потенциал в любой точке поля при начальной



Фиг. 110.

скорости электронов, равной нулю; только вместо разности потенциалов данной точки и катода в формулу входит теперь разность потенциалов между данной точкой и поверхностью минимального потенциала, вместо расстояния от катода — расстояние от плоскости минимального потенциала. Кроме того, появились поправочный член. Замена констант их численными значениями, ввода переводные множители, позволяющие выражать силу тока в амперах, а потенциал в вольтах, и заменяя η , согласно (25), приходим к следующей удобной для практических вычислений формуле:

$$i = 2,334 \cdot 10^{-6} \frac{(V - V_m)^{3/2}}{(x - x_m)} [1 + 0,0247 T^{1/2} (V - V_m)^{-1/2}]; \quad (30)$$

x_m находим из равенства (26), вставляя в нем нуль вместо x , а вместо i значение этой величины на катоде i_1 :

$$x_m = 1,090 \cdot 10^{-6} T^{-1/2} i_1^{-1/2} (-\xi_1). \quad (31)$$

ξ_1 в свою очередь определяем из η на катоде по таблице Ленгмюра или кривой (фиг. 110). Значение η на катоде получим, положив в (25) $V=0$, что дает:

$$\eta_{кат} = \eta_1 = 2,303 \lg_{10} \frac{i_1}{i_0}. \quad (32)$$

В общем случае вместо равенства (28) в ходе решения приходится применять таблицу или кривую Ленгмюра, и весь ход вычислений еще более усложняется. Как при том, так и при другом методе решения, если цель решения — установить зависимость i от E_a , приходится прежде всего задаться некоторым определенным i [нужным для подстановки в самую первую формулу (32)] и найти для него соответствующее E_a , например, графическим решением уравнения (30) относительно V при $x = x_m$. Повторяя вычисления для достаточного числа различных значений i , устанавливаем искомую связь между i и E_a в виде таблицы или кривой.

Для случая цилиндрических электродов Ленгмюр дает формулу¹⁾:

$$i = \frac{2}{9r_0^2} \sqrt{\frac{\epsilon}{m}} [V - V_m + \frac{V_0}{4} (\ln \frac{V\epsilon}{\lambda V_0})^2]^{3/2}. \quad (33)$$

Здесь λ — константа, значение которой лежит в пределах между 1 и 2 и которую приходится определять экспериментально. V_0 — потенциал, эквивалентный средней квадратичной начальной скорости электронов и определяемый по формуле²⁾:

$$V_0 = \frac{3}{2} \frac{kT}{\epsilon} = \frac{T}{7733}. \quad (34)$$

1) Выводов этой формулы Ленгмюр в своей оригинальной статье не приводит.

2) Из соотношения, что средняя энергия теплового движения электрона $\frac{3}{2} kT$ равна работе ϵV_0 .

Вхождение эмпирической константы λ в формулу (33) делает решение неполным. Количественно, по подсчету Ленгмюра, оказывается, что поправка на влияние начальной скорости электронов на величину i при данном E_a в случае плоских электродов достигает максимального значения в 40%, а в случае цилиндрических — лишь в 10%.

Влияние начальных скоростей хорошо иллюстрируется разбором наблюдений Дешмэна, проверявшего формулу характеристики Ленгмюра (13) вскоре после ее вывода. Принимая λ равным единице, Ленгмюр подсчитывает такие поправки для этого случая:

E_a в вольтах	Поправка в %
35	+ 8,1
75	+ 5,0
130	+ 3,5

Поправка, вносимая заменой формулы (13) более точной формулой (14), имеет противоположный знак, так как β^2 , равное для размеров электродов лампы Дешмэна 1,079, и стоит в знаменателе формулы (14). Как видим, в наиболее существенной части характеристики при $E_a = 35$ V обе поправки как раз компенсируют друг друга. Этим объясняется, что опыты Дешмэна кажущимся образом очень хорошо подтвердили неточную формулу, в которой, с одной стороны, β^2 принято равным единице, а с другой, не учтено влияние начальных скоростей электронов.

Работу по отысканию ошибки и по составлению новой точной таблицы функции β^2 Ленгмюр предпринял лишь именно потому, что формула (33) показала ему, что между результатами измерений Дешмэна и результатами подсчетов без учета начальных скоростей электронов должна существовать ощутительная разница в 8%.

§ 2. Простые холодные зонды. Формулы характеристики Ленгмюра имеют большое применение при рассмотрении движения и расположения электронов и ионов в газовом разряде — в ближайших окрестностях введенного в газ постороннего металлического тела — зонда. Повидному, глубокое изучение распределения поля при наличии пространственных зарядов и было предпринято Ленгмюром с целью создания рациональной теории зондов.

Зонды вводятся в газ с целью определить экспериментально потенциал в данной точке разряда. До работ Ленгмюра применялись простые *холодные зонды*. В разрядную трубку впивалась тонкая проволока, высовывающаяся из окружающей ее стеклянной трубочки на доли миллиметра. Предполагалось, что потенциал кончика проволоки, находящегося в газе, становится равным потенциалу окружающего газа и что, соединяя другой конец проволоки с катодом через электростатический вольтметр, можно определить потенциал данной точки по отношению к катоду. В настоящее время, когда все явления в разрядной трубке мы так или иначе связываем с движением электронов и ионов, стало очевидным, что этот метод измерения потенциала данной точки разряда не может дать сколько-нибудь точных результатов. На зонд, не соединенный вне трубки ни с каким заряженным телом,

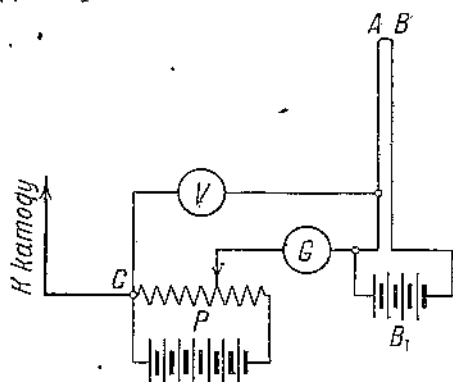
попадают как электроны, так и ионы. Допустим для упрощения задачи, что количество электронов и ионов в 1 см^3 одно и то же и что тепловое движение тех и других соответствует одной и той же температуре. Тогда, пока зонд не успеет зарядиться, число попадающих на его поверхность электронов будет много больше числа попадающих на нее положительных ионов, так как и то и другое числа определяются формулой $N_1 = \frac{1}{4} \bar{c} n$, а средняя скорость движения электронов много больше средней скорости движения ионов. Поэтому зонд начнет заряжаться отрицательно до тех пор, пока его потенциал не дойдет до такой отрицательной величины по отношению к потенциалу окружающей его слоев газа, что благодаря ускорению движения ионов и замедлению движения электронов число тех и других попадающих на зонд сравняется. В более сложных случаях, — неодинаковая плотность положительных и отрицательных зарядов, неодинаковое температурное движение ионов и электронов, присутствие тяжелых отрицательных ионов и т. п. — явление может быть сложнее, и потенциал зонда по отношению к окружающим слоям газа может быть в некоторых случаях положительным. Таким образом, простой зонд не только не указывает нам потенциала газа, но и нельзя ввести никакой постоянной (т. е. не зависящей от всей совокупности имеющихся в газе условий) поправки к показаниям такого зонда.

Единственное, что можно определить при помощи простого зонда более или менее точно — это разность потенциалов между двумя точками, если нам известно, что все условия в обеих точках одинаковы (например, в однородном положительном столбе). Разделив эту разность потенциалов на расстояние между исследуемыми точками, находим среднюю величину напряжения поля в данной части разряда.

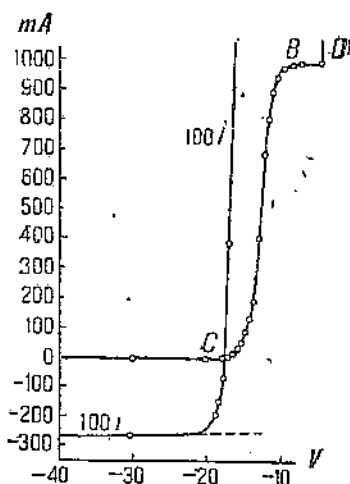
§ 3. Накаленные зонды. Ленгмюр указал следующий способ определения потенциала в газе, гораздо более надежный, чем применение простого холодного зонда ¹⁾ [7]. Представим себе, что в данной точке разрядной трубки мы поместили небольших размеров петельку из вольфрамовой проволоки с двумя отдельными вводами, изолированными от газа стеклянными трубочками. Накалим проволочку AB (фиг. 111) при помощи присоединенной к этим вводам батареи B_1 . С поверхности проволоки AB будет происходить термоэлектронная эмиссия. Присоединим к концу A нашей проволоки движок потенциометра P , точка C которого соединена непосредственно с катодом трубки. Передвигая движок потенциометра, мы будем менять потенциал точки A по отношению как к катоду, так и к окружающему проволочку AB слою газа. Если потенциал нити AB будет выше, чем потенциал этого слоя, то электроны из AB не будут проникать в газ. Они будут возвращаться обратно в нить AB . Прибор G не покажет нам никакого эмиссионного тока. Если потенциал нити AB будет ниже потенциала окружающего газа прибор G покажет эмиссионный ток. Таким образом для определения потенциала данной точки газа по отношению к

¹⁾ Этот способ был также применен независимо от Ленгмюра Н. Н. Семеновым и А. Ф. Вальтером [8] в Ленинграде.

катоду надо отсчитать показание вольтметра V , при котором прибор G начинает показывать эмиссионный ток. Кроме эмиссионного тока, через накаливаемый зонд будут, конечно, проходить идущие на каждый зонд токи, причиной которых, как мы видели, является тепловое движение ионов и электронов. Эти токи не зависят от температуры зонда. Поэтому метод применения «накаленного зонда» сводится к следующему. Снимают две характеристики зонда (понимая под характеристикой зависимость тока на зонд от его потенциала) при холодной нити и при нити, накаленной до заметной термоионной эмиссии. Тот потенциал, при котором обе эти кривые начинают расходиться, как раз и будет искомым потенциалом газа. Точность определения потенциала при помощи накаленного зонда тем больше, чем меньше падение потенциала вдоль нити AB . Для применимости этого способа не-



Фиг. 111.



Фиг. 112.

обходимо, чтобы нить AB была защищена от непосредственного электростатического действия катода и анода окружающими пространственными зарядами. При точных измерениях необходимо ввести поправку на контактную разность потенциалов между накаленным материалом нити AB и материалом того электрода, с которым зонд соединен через потенциометр. При постоянной плотности газа в трубке и постоянной температуре зонда эту контактную разность потенциалов можно считать постоянной при помещении зонда в различных точках. Таким образом при определении разности потенциалов двух точек или напряжения поля эта поправка отпадает.

§ 4. Теория зондов Ленгмюра и Мосс-Смита. Соединим холодный зонд с одним из электродов разрядной трубки через потенциометр и будем снимать характеристику этого зонда от больших отрицательных значений его потенциала по отношению к потенциалу окружающего газа до больших положительных значений. Общий ход получающейся таким образом характеристики представлен на фиг. 112. При сильно отрицательном зонде число попадающих на него быстрых электронов будет исчезающе мало по сравнению с током положитель-

ных ионов. Положительные ионы устремляются к отрицательно заряженному зонду, но тут происходит явление, подобное имеющему место около раскаленного катода, эмиттирующего электроны; идущие впереди ионы задерживают движение следующих за ними вследствие существующих между ними электростатических сил отталкивания. Вокруг зонда образуется, как и в случае раскаленного катода, пространственный заряд, в данном случае положительный. Большому отрицательному потенциалу зонда соответствует часть характеристики, представляющая прямую линию с небольшим наклоном. По мере уменьшения отрицательного потенциала зонда на зонд начнут попадать в заметном количестве электроны. Электронный ток будет вычитаться из ионного тока и, наконец (точка C на фиг. 112), ток на зонд переменит свое направление. При дальнейшем повышении потенциала ток на зонд будет быстро возрастать.

При положительном потенциале на зонде вокруг него образуется отрицательный пространственный заряд. Движение электронов будет определяться законами, аналогичными законам движения их около раскаленного катода; при отрицательном потенциале зонда по отношению к газу электронный ток через слой пространственного заряда будет определяться разницей потенциалов между внешней границей этого слоя и поверхностью зонда и будет постепенно возрастать (участок CB кривой); при положительном потенциале зонда по отношению к газу все электроны, попадающие вследствие своего теплового движения на внешнюю границу слоя, беспрепятственно идут на зонд (ток насыщения; участок BD). На величину этого электронного тока не оказывают влияния положительные ионы, тогда как на ионном токе присутствие электронов сказывалось, так как число ионов или электронов, попадающих на зонд в 1 сек., зависит, с одной стороны, от их плотности n_+ и n_- , с другой — от скорости их движения v_+ и v_- . Но $v_+ \ll v_-$ вследствие большей массы ионов по сравнению с электронами. Таким образом, ионный ток на положительно заряженный зонд будет исчезающе мал.

Стремясь найти метод определения потенциала в данной точке разряда, плотностей n_+ и n_- , а также данных, характеризующих тепловое движение электронов и ионов в газе, на основании характеристик различных зондов Ленгмюр ¹⁾ [2, 10] подробно развил теорию зондов: а) плоских, б) цилиндрических и в) сферических.

а) *Плоский зонд* может быть осуществлен при помощи плоской пластины металла (фиг. 113), помещенной на внутренней поверхности стекла разрядной трубки. Если такой зонд имеет потенциал, равный потенциалу окружающего его газа и если электроны обладают максвелловским распределением скоростей, то, на поверхность плоского зонда в 1 сек., согласно формуле кинетической теории газов, будут попадать $\frac{1}{4} A n_- v_-$ электронов, где A — поверхность зонда. Плотность

¹⁾ Теория этих зондов дана Ленгмюром в сотрудничестве с Моос-Смитом и все относящиеся сюда работы подписаны ими обоими. В дальнейшем мы позволим себе для краткости употреблять обозначение «зонды Ленгмюра», «теория Ленгмюра».

электронного тока на зонд, вызванного беспорядочным тепловым движением электронов, будет равна:

$$j_- = \frac{1}{4} e n_- \cdot v_- \quad (35)$$

Если зонд имеет потенциал V по сравнению с окружающим газом, так что около зонда существует пространство, в котором потенциал непрерывно меняется, плотность электронов в непосредственной близости от поверхности зонда будет равна, согласно теореме Больцмана:

$$n_- = n_0 e^{\frac{eV}{kT}}, \quad (36)$$

где T — температура максвелловского распределения скоростей, согласно формуле:

$$v_- = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}} \quad (37)$$

Таким образом при потенциале V по отношению к окружающему газу электронный ток на зонд будет:

$$j_- = A j_0 e^{\frac{eV}{kT}} \quad (38)$$

Эта формула применима к электронному току на зонд только при отрицательном потенциале зонда V по отношению к окружающему газу. Если отложить по оси абсцисс V , а по оси ординат $\ln j_-$, то в пределах отрицательного V должна получиться прямая линия, уравнение которой будет:

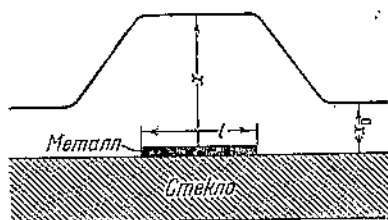
$$\ln j_- = C + \frac{e}{kT} V \quad (39)$$

При положительном V электроны будут ускоряться полем по направлению к зонду. В ближайших к поверхности зонда слоях разряда максвелловское распределение скоростей среди электронов будет нарушено.

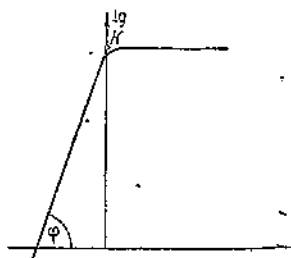
Притягиваемые зондом электроны благодаря действующим между ними электростатическим силам отталкивания образуют, как всегда в подобных случаях, облако «пространственного заряда». Это облако защитит более далекие слои газа от действия положительного заряда зонда¹⁾, и на противоположной зонду границе облака или слоя отрицательного пространственного заряда потенциал, ничем не будет отличаться от потенциала соседних слоев газа. Внутри слоя потенциал будет постепенно меняться от потенциала зонда до потенциала газа. Согласно условиям симметрии, слой переменного потенциала, или, как

¹⁾ Нагляднее всего представить себе дело так, что силовые линии положительного заряда зонда оканчиваются на электронах «облака» и потому дальше не проникают.

мы будем несколько условно ¹⁾ называть его «слоем отрицательного пространственного заряда», около зонда будет плоским. Кроме плоской границы, параллельной поверхности зонда, слой должен иметь и боковую поверхность, причем эта боковая поверхность будет несколько отодвинута от края зонда (фиг. 113), так как, чтобы создавалась указанная выше электростатическая защита также и в боковых направлениях, необходимо, чтобы слой был длиннее и шире зонда. В результате слой будет иметь поверхность соприкосновения с газом A_1 , несколько большую, чем поверхность самого зонда A . На внешнюю поверхность слоя вследствие теплового их движения будет попадать в 1 сек. число электронов $\frac{1}{4} A_1 n \cdot \bar{v}$.



Фиг. 113.



Фиг. 114.

Внутри слоя электроны, конечно, не будут неподвижны. Под действием разности потенциалов V электроны, образующие слой, будут один за другим попадать на зонд, образуя электронный ток, плотность которого определяется известным нам соотношением (9) между током и потенциалом при плоских электродах, один из которых эмиттирует электроны. Роль эмиттируемых катодом электронов будут играть электроны, попадающие из газа на внешнюю поверхность слоя. Толщина слоя при стационарном режиме установится такая, что ток на зонд внутри слоя будет как раз равен току, образуемому всеми этими электронами. Таким образом все электроны, попадающие из газа в слой переменного потенциала около зонда, будут попадать на зонд, играющий в данном случае роль анода, тогда как его внешняя граница играет роль катода. Поверхность A_1 будет очень мало меняться с изменением разности потенциалов V , и потому при положительном V электронный ток на плоский зонд будет почти постоянен. В результате в кривой $\ln i = f(V)$ (фиг. 114) при переходе V от отрицательных значений к положительным, получится довольно резкий переход от наклонной прямой к почти горизонтальной части кривой (точка K фиг. 114). Так как при $V < 0$ на зонд идет не только электронный ток, но и противоположный по знаку ток положительных ионов, то, для того чтобы найти электронный ток, надо к значениям полного тока i , соответствующего общей характеристике фиг. 112, прибавить абсолютную величину тока положительных ионов при данном V .

¹⁾ Условно потому, что пространственный заряд имеется и в остальных частях трубки.

Эту величину легко получить, экстраполируя прямолинейную нижнюю часть характеристики (фиг. 112) в сторону возрастающего потенциала. Чтобы определить потенциал в той точке разряда, куда введен зонд, надо построить кривую $\ln i_-$ в зависимости от потенциала зонда по отношению к катоду (или аноду) V_s и определить, какому V_s соответствует точка K перехода от одной прямолинейной части этой кривой к другой. Соответствующее V_{so} при котором, согласно вышеизложенному, разность потенциалов V между зондом и окружающим газом равна нулю, и даст нам как раз искомый потенциал данной точки разряда по отношению к катоду (или аноду). Так как переход от одной части кривой к другой всегда несколько закруглен, то для нахождения V_{so} продолжают обе прямолинейные части до их пересечения, как показано на фиг. 114. Однако рассмотрение явлений, определяющих ход самого криволинейного загиба характеристики, приводят к заключению, что правильнее считать за V_{so} абсциссу той точки, где кончается прямолинейная ветвь кривой. Тангенс угла φ наклона прямой при $V < 0$ (фиг. 114) равен $\frac{\varepsilon}{kT}$ или $\frac{11600}{T}$. Отсюда можно определить температуру T , соответствующую максвелловскому распределению скоростей среди электронов по формуле:

$$T = \frac{11600}{\operatorname{tg} \varphi}. \quad (40)$$

Самый прямолинейный ход $\ln i_-$ служит доказательством максвелловского распределения скоростей среди электронов. Заметим уже сейчас, что температура максвелловского распределения не стоит ни в какой прямой связи с температурой электродов или стенок трубки. Она сильно зависит от режима трубки и достигает иногда чрезвычайно больших значений, многих десятков тысяч градусов (например 96 000°). Раз известна «температура электронов», то известна и средняя эффективная (квадратичная) и далее средняя арифметическая скорость электронов. Зная эту последнюю величину и электронный ток i_- на зонд при $V > 0$, можно по формуле:

$$i_- = \frac{1}{4} n_- v_- \varepsilon A_1, \quad (41)$$

определить плотность электронов в данной точке разряда n_- , если известно A_1 , которое в первом приближении можно считать равным A_1).

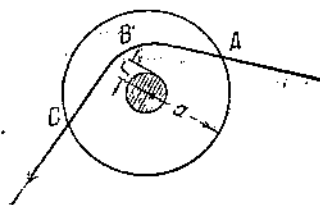
При сильно отрицательном зонде у поверхности зонда, так же как и в случае положительного зонда, образуется слой пространственного заряда, на этот раз положительного. Правильнее, конечно, и здесь говорить о слое с переменным потенциалом, вызванным расположением положительных зарядов. В этом случае на зонд идет почти не зависящий от V ток положительных ионов i_+ , причем

$$i_+ = \frac{1}{4} n_+ \bar{v}_+ \varepsilon A_2, \quad (42)$$

1) Для более точного определения Ленгмюр дает некоторые приближенные формулы, в которые в случае плоского зонда, лежащего непосредственно на стенке трубки входят толщина слоя отрицательного пространственного заряда, облегающего стенку рядом с зондом.

где A_2 — поверхность слоя положительных ионов со стороны газа. Если бы мы определили каким-нибудь способом температуру максвелловского распределения скоростей положительных ионов T_+ , а следовательно, и v_+ , то из (42) мы знали бы плотность n_+ положительных ионов. Обратно, если мы определим n_+ , (42) даст нам возможность определить v_+ и T_+ .

б) В случае *цилиндрической* формы введенного в газ зонда характеристика в общем состоит из тех же основных трех частей, которые были отмечены нами на фиг. 112. По отношению к электроному току при $V < 0$ применимы наши прежние рассуждения, а потому остаются в силе формула (39) и прежний метод определения потенциала той точки, в которой помещен зонд по перегибу кривой $\ln i_- = f(V)$. Но при $V > 0$ теперь уже нельзя утверждать, что все электроны, прошедшие через внешнюю поверхность «слоя» окружающего зонд отрицательного заряда, непременно попадут на зонд. Если скорость движения электрона при попадании его в слой направлена под некоторым углом к радиусу цилиндрического слоя, окружающего зонд, и достаточно велика, то электрон может пролететь через слой по траектории ABC , не задев поверхности



Фиг. 115.

зонда (фиг. 115). Только в том случае, когда толщина слоя мала по сравнению с радиусом зонда, т. е. при толстых цилиндрических зондах, можно принимать с достаточной степенью приближения, что все электроны, попадающие на внешнюю поверхность слоя, попадают на зонд, и пользоваться формулой:

$$i_- = 2\pi a l j_-, \quad (43)$$

где a — внешний радиус слоя, l — длина цилиндрического зонда¹⁾, а j_- имеет то же, что и раньше, определяемое равенством (35), значение. В случае $V < 0$ (43) соответствует равенство:

$$i_+ = 2\pi a l j_+. \quad (44)$$

Ленгмюр и Мосс-Смит решили задачу о величине тока на цилиндрический зонд также и для общего случая, когда, по их выражению, ток на зонд «ограничен планетообразным движением электронов или ионов». Выведенные ими формулы гласят:

$$i = A j f, \quad (45)$$

где A — поверхность зонда, j — плотность тока беспорядочного тепло-

¹⁾ При точных подсчетах необходимо учитывать, что слой пространственного заряда длиннее зонда, и вводить соответствующие поправочные члены.

вого движения электронов или ионов, а f — сложная функция, определяемая следующими равенствами:

$$f = \frac{a}{r} P(\sqrt{\Phi + e^{\eta}}) [1 - P(\sqrt{\eta + \Phi})]; \quad (46)$$

$$\eta = \frac{eV}{kT}; \quad (47)$$

$$\Phi = \eta \frac{r^2}{a^2 - r^2}; \quad (48)$$

$$P(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy. \quad (49)$$

$P(x)$ — так называемая «функция вероятности погрешностей наблюдений» (для нее существуют таблицы), a — внешний радиус слоя переменного потенциала, r — радиус зонда.

Вычисления по формулам Ленгмюра в общем случае, конечно, делаются чрезвычайно сложными. Для случая «тонкого цилиндрического зонда», когда $\eta \ll \frac{a}{r}$, Ленгмюр

находит вместо (46) в качестве первого приближения:

$$f = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta + 1}. \quad (50)$$

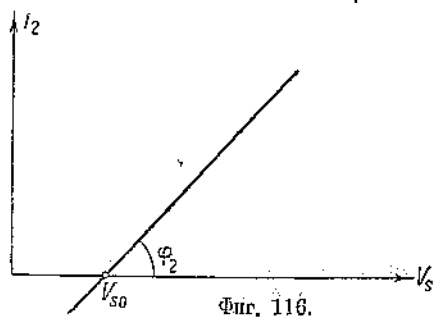
Выражение (50) было бы вполне точным при $\frac{a}{r} = \infty$. Формулы (45), (47) и (50) приводят к равенству:

$$i^2 = \frac{4}{\pi} A_1^2 j^2 \left(\frac{eV}{kT} + 1 \right). \quad (51)$$

Формула (50) показывает, что если мы построим кривую квадрата тока на тонкий цилиндрический зонд в зависимости от потенциала зонда V , то получим прямую линию. Измерив (фиг. 116) угол наклона этой прямой к оси абсцисс φ_2 , получим для нахождения интересующих нас величин еще одно равенство:

$$\frac{4}{\pi} A_1^2 j^2 \frac{e}{kT} = \operatorname{tg} \varphi_2. \quad (52)$$

Воспользоваться равенством (52) можно, например, так: определить при помощи (40) «температуру электронов» T , построить, применяя тонкий цилиндрический зонд, прямую (51), и измерив φ_2 , определить



Фиг. 116.

из (52) j_- . Но можно также обойтись и без предварительного определения T_- — это существенно в случае определения n_+ .

Воспользуемся известным нам равенством:

$$j = \frac{1}{4} \varepsilon n \bar{v},$$

где

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}.$$

Напишем:

$$j = \frac{1}{4} \varepsilon n \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}. \quad (53)$$

Вставляя это значение в (52), видим, что T сокращается, и имеем:

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{2A_1 \varepsilon^3 n^2}{\pi^2 m},$$

и отсюда

$$n = \frac{\pi}{\sqrt{2\varepsilon} \sqrt{\frac{\varepsilon}{m}} A_1} \sqrt{\operatorname{tg} \varphi_2}. \quad (54)$$

Абсцисса точки пересечения прямой фиг. 116 с осью V_s дает нам потенциал зонда V_{os} по отношению к катоду (или аноду), при котором ток на зонд i равен нулю. Согласно (51), это имеет место при потенциале зонда по отношению к окружающему газу V_0 , определяемому соотношением:

$$\frac{\varepsilon V_0}{kT} + 1 = 0$$

или:

$$V_0 = -\frac{kT}{\varepsilon} = -\frac{T}{11600} \text{ В} \quad (55)$$

Отсюда вытекает следующий способ определения потенциала данной точки разряда. Снимая характеристику зонда, определяем T_- обычным способом по углу φ наклона прямолинейной части характеристики на фиг. 114. Вставив это значение в (55), находим V_0 . Строим кривую i^2 для тонкого цилиндрического зонда, находим из нее V_{so} . Мы знаем, что при потенциале зонда по отношению к катоду (или аноду) V_{so} его потенциал по отношению к охлаждающему газу есть V_0 . Ясно, что искомый потенциал газа по отношению к катоду (или аноду) будет: $\square$

$$\square [V_g = V_{so} - V_0. \quad (56)$$

Этот способ определения V_g очень точен (точность до 0,1 В), тогда как точность определения V_g непосредственно из точки надлома кривой фиг. 114 всего 1—2 В.

Таким образом по отношению к электронам цилиндрические зонды дают возможность найти все интересующие нас величины.

Что касается положительных ионов, то здесь имеет место следующее обстоятельство. В случае $V < 0$ электроны в «слое положительного пространственного заряда» почти не замечают и, во всяком случае, не

ускоряются в нем. Поэтому в слое положительного заряда, окружающего зонд, в нормальном случае не происходит возбуждения атомов газа столкновениями первого рода, и слой кажется темным по сравнению с окружающим газом. Это явление происходит настолько резко, что толщину слоя, а следовательно, и радиус его a можно определить при помощи катетометра.

Измерив i_+ и a для толстого цилиндрического зонда, находим j_+ из (44). Затем, вычертив характеристику i_+^2 для тонкого цилиндрического зонда, находим n_+ из (54).

Тогда равенство (58), казалось бы, должно было дать нам возможность определить T_+ , так как, согласно этому равенству:

$$T_+ = \frac{2\pi m_+ j_+^2}{k e^2 n_+^2}, \quad (57)$$

а j_+ и n_+ мы только что определили.

При применении метода зондов Ленгмюра оказалось, однако, что определение j_+ указанными способами, а следовательно, и определение T_+ ненадежно. Вопрос о температуре максвелловского распределения скоростей положительных ионов остается в значительной мере открытым.

Как уже указано выше, при пользовании цилиндрическими зондами приходится вводить поправку на длину цилиндрического слоя и на зависящую от нее величину A_1 . От такой зависящей от V поправки свободны сферические зонды, в которых слой пространственного заряда concentрически облетает зонд со всех сторон и величина A_1 определяется всегда просто как $4\pi a^2$ с постоянной поправкой на площадь, вырезаемую на этом шаре поддерживающим шаровой зонд стерженьком или проволочкой вместе с изолирующим их от газа слоем стекла.

Теория шарового зонда совершенно аналогична теории цилиндрического зонда. При большом радиусе шарового зонда мы опять можем принять, что все электроны или положительные ионы, попадающие на внешнюю поверхность окружающего зонд слоя пространственного заряда одного с ними знака, попадают на зонд. По Ленгмюру, этим приближением можно пользоваться, если определяемая равенством (48) и (47) величина $\Phi > 3$. В этом случае имеем:

$$i = 4\pi a^2 j. \quad (58)$$

Величину a можем определить, пользуясь соотношением (22), которое при учете начальных скоростей принимает вид ¹⁾:

$$i = \frac{4V\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{\varepsilon}{m}} \frac{V^{3/2}}{r^2} \left(1 + \frac{2,659}{\sqrt{\frac{\varepsilon V}{kT}}} \right). \quad (59)$$

¹⁾ Пользуясь тем, что (58) можно применять лишь при большом радиусе зонда r , Ленгмюр здесь просто переносит на случай сферических электродов поправочный множитель, учитывающий начальные скорости в первом приближении в случае плоских электродов.

Учет «планетообразного движения электронов и ионов» приводит при большом отношении $\frac{a}{r}$, следовательно, для сферического зонда малого радиуса, к соотношению между i и V , подобному формуле j (51), а именно:

$$i = 4\pi a^2 j \left(\frac{eV}{kT} + 1 \right). \quad (60)$$

Таким образом в этом случае имеется линейная зависимость между i и V (вместо квадратичной при цилиндрическом зонде). В остальном между способами применения цилиндрических и шаровых зондов никакой разницы нет.

Развитая Ленгмюром и его школой теория зондов дает при изучении газовых разрядов ценное оружие для определения, как мы видели, не только потенциала в данной точке разряда, но еще и плотности j_- тока электронов, образуемого их беспорядочным тепловым движением, затем плотности электронов n_- и их температуры T_- , а также и соответствующих величин для положительных ионов (T_+ с оговоркой). j_- представляет собой плотность тока через плоскость, проведенную в ионизированном газе в любом направлении. Если по обе стороны этой плоскости находится газ, то точно такое же количество заряда переносится при одинаковом n по обе стороны через каждый см^2 той же плоскости в обратном направлении. Никакого переноса конечных количеств электрического заряда внутри газа ток j_- не вызывает. Поэтому его часто называют «ненаправленным током» (ungerichteter Strom). Этот ток существует в ионизированном газе всегда. На него накладывается «направленный ток», наблюдаемый нами в качестве «разрядного тока».

Очень важен вопрос о пределах применимости теории зондов. Со стороны низких давлений этот предел тот же, как и указанный нами выше предел в случае раскаленного зонда. Именно, при чересчур низком давлении может случиться, что плотность пространственных зарядов будет слишком мала, чтобы защитить поверхность зонда от непосредственного электростатического действия катода или анода. Нельзя применять зонды Ленгмюра также и в случае чрезвычайно слабых разрядных токов, так как в этом случае токи на зонд, при помощи которых мы производим измерение, будут существенно искажать режим трубки.

При увеличении давления газа теория Ленгмюра перестает быть достаточно точной, так как, если длина свободного пути электрона или иона становится соизмеримой с толщиной «слоя пространственных зарядов около зонда», внутри этого слоя начинают происходить непредусмотренные теорией столкновения. Эти столкновения могут сводиться к столкновениям первого рода, сопровождаемым ионизацией, что, конечно, меняет все расчеты. Если даже происходят лишь упругие столкновения, то и это настолько существенно меняет картину движения электронов и ионов, что формулы Ленгмюра перестают оправдываться на опыте. Чрезвычайно важным для исследования явлений газового разряда было бы развитие теории в этом направлении, а также учет явлений диффузии и рекомбинации ионов и электронов.

Применение метода Ленгмюра к различным частным случаям привело к следующему важному заключению. В то время как для электронов результаты измерений во всех случаях давали стройную картину, соответствующую максвелловскому распределению скоростей, для положительных ионов получались несогласные между собой данные. Ленгмюр и его школа пришли в результате к выводу, что предпосылка теории о максвелловском распределении скоростей среди положительных ионов неверна. Так как эта предпосылка приводит к соотношению

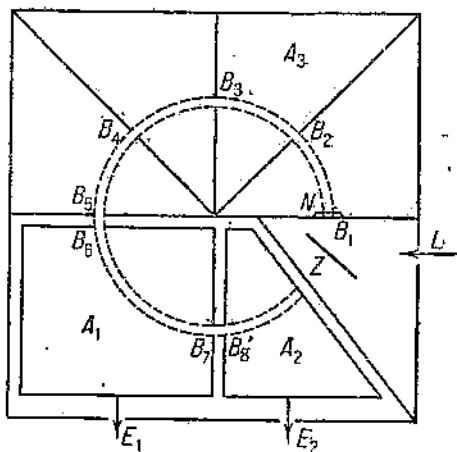
$$\dot{J}_+ = \frac{1}{4} \varepsilon n_+ \bar{v}_+,$$

то по отношению к положительным ионам этим соотношением и всеми вытекающими из него следствиями пользоваться нельзя. В частности, отпадает представление о высокой температуре положительных ионов, для происхождения которой Ленгмюр одно время искал объяснений. Заметим, что, повидимому, положительные ионы имеют максвелловское распределение скоростей, соответствующее температуре газа, и на это распределение накладывается движение ионов под действием ускоряющих их в разряде полей, а также диффузионных сил; последнее в особенности около «отсасывающих» их стенок и зондов. Пренебрежение диффузионными силами внутри «слоя пространственного заряда» также является одной из причин, несколько ограничивающих применимость теории зондов Ленгмюра по отношению к электронам.

§ 5. Длина свободного пути электронов и ионов. Эффект Рамзауэра. Так как все явления

Рамзауера. Так как все явления газовых разрядов основаны на столкновениях электронов и ионов с молекулами и на их движении через газ, то существенным является вопрос о длине свободного пути электронов и ионов в газе. Что касается электронов, то обычные представления кинетической теории, учитывая, что размеры элек-

трона чрезвычайно малы, а скорость движения очень велика по сравнению с размерами и скоростью молекул газа, приводят, как мы видели в гл. II, к тому; что средняя длина свободного пути электрона в газе в $4\sqrt{2}$ раза больше средней длины свободного пути молекулы самого газа. Опыт показывает, что эти упрощенные представления не совсем правильны и что длина свободного пути электрона в газе зависит от скорости движения электрона. Обнаружено это было Рамзауером⁽¹¹⁾ прежде всего для движения электронов в благородных газах. Схема опытов Рамзауера такова. Под действием пучка ультрафиолетовых лучей металлическая пластинка Z эммитирует электроны (фиг. 117). Эти электроны ускоряются полем между Z и сеткой N .

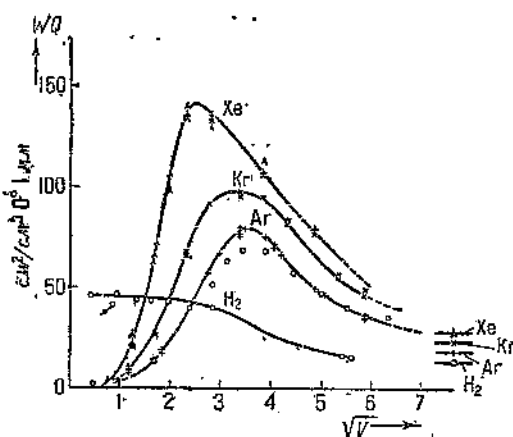


Фиг. 117.

натянутой перед отверстием B_1 . Через B_1 электроны вступают внутрь металлической камеры, разделенной на отдельные сектора перегородками с отверстиями B_2, B_3, B_4, B_5 . Все эти отверстия, а также

отверстия B_6, B_7, B_8 в камерах A_1 и A_2 лежат на одной и той же окружности радиуса R . При помощи электромагнита в камерах A_3, A_1, A_2 возбуждается магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости чертежа. Под действием этого поля электроны движутся по кругам, радиусы которых при данном напряжении поля зависят от скорости движения электрона. Таким образом через отверстия $B_1, B_2, B_3, B_4, B_5, B_6, B_7$ и B_8 проходят только те электроны, скорости которых лежат в узких пределах около величины $v = c RM \frac{e}{m}$.

Напряжение магнитного поля M подбирается в соответствии с ускоряющей электроны разницей потенциалов так, чтобы скоростью v обладало наибольшее число электронов пучка. Камеры A_1 и A_2 служат улавливающими электроны фарадеевыми клетками. Соединяя камеры A_1 и A_2 одновременно с электрометром, измеряют ток, соответствующий потоку электронов, прошедшему часть окружности до отверстия B_6 . Соединяя с электрометром лишь одну камеру A_2 , измеряют ток, соответствующий электронам, прошедшим по тому же кругу до отверстия B_8 . Разделив ток на заряд электрона, находят соответствующие числа электронов. Разность между числами электронов, долетевшими до B_6 и до B_8 , дает число электронов, выбывших из пучка вследствие столкновений на пути от B_6 до B_8 . Всмотревшись в это явление более глубоко, увидим, что для того чтобы электрон выбыл из числа электронов, описывающих кру-



Фиг. 118б.

товой путь, достаточно небольшого изменения скорости электрона или небольшого изменения направления его движения. То и другое может произойти лишь вследствие взаимодействия между молекулами газа и

электронами. Таким образом правильнее говорить не о числе столкновений электронов с молекулами, а о числе взаимодействий и выводить отсюда, как это делает Рамзауер, радиус сферы действия молекулы данного газа по отношению к электронам определенной скорости. Рамзауер характеризует эту величину численно «суммой поперечных сечений сфер действия» (*Wirkungsquerschnitt*) всех молекул, находящихся в 1 см^3 .

На фиг. 118а и 118б приведены кривые, у которых эта величина служит ординатой, а по оси абсцисс отложена пропорциональная скорости электронов величина квадратного корня из ускоряющей электроны до вступления в магнитное поле разности потенциалов. С правой стороны каждого чертежа приведена величина, соответствующая диаметру молекул газа, как они получаются в кинетической теории газов. Кривые Рамзауера показывают, что при ускоряющих потенциалах V порядка 50 В сферы действия молекул по отношению к электронам, а следовательно, и свободные длины путей электронов в благородных газах более или менее соответствуют данным кинетической теории. При уменьшении скорости движения электронов сфера действия молекулы увеличивается, проходит через максимум, снова падает и становится очень малой при V порядка 1 В. Максимум лежит, примерно, при скоростях, эквивалентных таким V (в вольтах):

He	Ne	Ar	Kr	Xe
3,2	25	13,2	11,3	6,4

Измерения при очень малом V (доли вольта, трудно достичь большой точности) показали, что с дальнейшим уменьшением скорости электрона сфера действия молекул, по видимому, вновь увеличивается.

Опыты Рамзауера были повторены другими исследователями при различных видоизменениях метода и дали такой же ход кривых сферы действия в зависимости от скорости электронов. Сам Рамзауер и его школа продолжили эти исследования в отношении большого числа газов и установили связь между общим ходом кривых ($WQ - \sqrt{V}$) и строением молекулы газа [12, 14, 15, 16, 17]. Так, кривые имеют одинаковый вид для N_2 и CO , содержащих одинаковое число электронов в молекуле, или, например, для молекул, внешние электроны которых образуют «насыщенные» симметричные оболочки (атом аргона, CH_4 и др.).

Благородные газы играют большую роль при практических применениях газового разряда. Длина свободного пути электрона в них мала весьма сильно (Ar около 100 раз). Поэтому эффект Рамзауера должен быть учтен при уточнении теории газового разряда. В последнее время Рамзауер и его сотрудники перешли к исследованию сферы действия молекул по отношению к положительным ионам [18].

§ 6. Поверхностные заряды на стекле. Явление псевдоваккуум. В явлениях газового разряда приходится иметь дело не только с «пространственными» зарядами, но и с «поверхностными» зарядами. Совершенно так же, как холодные зонды, на которые не подано извне никакого напряжения, принимают в разрядной трубке потенциал, лежащий несколько ниже или несколько выше потенциала

окружающего газа в зависимости от режима конденсированного газа, стеклянные стенки всякой разрядной трубки всегда заряжаются отрицательно или положительно по отношению к соприкасающемуся с ними газу. Разность потенциалов между стенкой и газом достигает иногда заметной величины (например, нередки случаи отрицательного заряда с разницей потенциала до 15 В и больше).

Наиболее сильно сказываются отрицательные пространственные заряды в явлении так называемого «псевдовакуума» (*Pseudovacuum*) — ложного или кажущегося высокого вакуума. Это явление заключается в том, что иногда в более или менее узкой трубке при раскаленном катоде, эмиттирующем электроны, разряда не возникает, несмотря на то, что между катодом и анодом наложена достаточно высокая разность потенциалов. Дело происходит так, как будто в трубке нет газа — слишком высокий вакуум. В действительности разряда не происходит потому, что осевший на стенках трубки отрицательный поверхностный заряд создает поле, препятствующее движению электронов от катода. Сам этот поверхностный заряд образован электронами, эмиттированными раскаленным катодом.

Это явление наблюдается иногда и при условиях, при которых ток через трубку должен проходить и в вакууме (как в катодной лампе). Первые наблюдения привели здесь к неправильному толкованию; отсутствие тока объясняли тем, что очень сильно прогретый и потому очень хорошо обезгаженный анод перестает проводить электрический ток. В настоящее время все подобные явления объясняются исключительно действием поля поверхностных зарядов на стенках и в других частях трубки.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ.

Классификация и общие свойства электрических разрядов в газах.

§ 1. Элементарные процессы при газовом разряде. Для осуществления какого бы то ни было вида газового разряда необходимо наличие в газе некоторого, хотя бы и небольшого, количества ионов, т. е. необходима предварительная ионизация газа. Благодаря «всепроникающему космическому излучению» и благодаря радиоактивному излучению земной коры необходимая предварительная ионизация всегда существует.

Ионизация газа при процессе прохождения тока через газ всегда увеличивается, если только разность потенциалов между анодом и катодом больше ионизационного потенциала. Как известно, в газе встречаются всевозможные длины свободных путей для электрона, и между этими путями при указанном выше условии всегда найдутся такие, на которых электрон приобретает скорость, достаточную для ионизации газа. Часть электронов, пробегающих более короткие пути, будет возбуждать свечение атомов газа посредством столкновений первого рода. Но так как вероятность возбуждения вообще мала, даже при скоростях электронов, соответствующих максимуму этой вероятности, и сами эти максимумы по всем имеющимся данным более или менее острые, то при скоростях, меньших ионизационного потенциала, большое число столкновений электронов с атомами газа будет упругими столкновениями, и при общей разности потенциалов несколько выше ионизационного потенциала газа многие электроны окажутся в состоянии накопить необходимую для ионизации скорость постепенно, на протяжении некоторого числа свободных пробегов. Образованные при столкновениях первого рода положительные ионы также способны ионизировать газ, если им удастся приобрести достаточную для того скорость. К этому прибавляется еще явление выделения электронов из катода под ударами ионов. При достаточно большой разности потенциалов между катодом и анодом один и тот же электрон может совершить несколько столкновений первого рода, сопровождаемых ионизацией, так как он несколько раз приобретает нужную для ионизации скорость, и «вторичные электроны», освобожденные из атома, при каждом процессе ионизации, также будут ускоряться полем и, в свою очередь, ионизировать атомы газа. Таким образом начинающий свое движение от катода электрон образует на своем пути к аноду, благодаря последовательным ионизациям столкновениями как его самого, так и образующих им вторичных электронов, а затем образо-

ванных этими «третичных» и т. д., все большее и большее число движущихся к аноду электронов, так называемую «лаvinу электронов».

Можно полагать, что при достаточно сильных полях подобным же образом возникает «лаvinна положительных ионов». Электронные и ионные лавины не только сильно увеличивают ток через газ, но и ведут к созданию в точках, лежащих между катодом и анодом, пространственных зарядов. Уже при сравнительно небольшой плотности газа эти пространственные заряды сильно искажают электрическое поле, первоначально существовавшее между катодом и анодом. При детальном рассмотрении различных видов газового заряда мы увидим, что в некоторых случаях в определенных местах разряда получается даже поле обратного направления, т. е. на некотором протяжении потенциал падает при передвижении от катода к аноду и может быть в некоторых точках выше, чем потенциал анода.

§ 2. Различные виды газового разряда. При небольшой разности потенциалов между катодом и анодом степень ионизации газа при прохождении тока, а следовательно, и сама сила тока зависит от начальной ионизации, или, другими словами, от интенсивности действия ионизатора. Так, если первичная ионизация вызывается фото-электрическим эффектом при освещении катода ультрафиолетовыми лучами, сила тока в разрядной трубке при одной и той же разности потенциалов тем больше, чем больше освещение катода. При прекращении этого освещения сила тока сводится почти к нулю и соответствует лишь «остаточной ионизации».

Такой разряд, в котором это имеет место, т. е. разряд практически прекращающийся при прекращении действия ионизатора, называется *несамостоятельным разрядом*.

При достаточно высокой разности потенциалов между анодом и катодом разряд сам создает нужные для его поддержания электроны и ионы. Сила тока в таком разряде не зависит или почти не зависит от действия ионизатора и при прекращении действия ионизатора разряд продолжается. Такой разряд называется *самостоятельным разрядом*.

Самостоятельные разряды в настоящее время принято делить на:

1) разряды, при которых поле, в котором движутся ионы, зависит исключительно от разности потенциалов анода и катода и от их геометрической конфигурации и практически не «искажено» пространственными зарядами, — это будут все виды разряда, в которых сила тока или, точнее, плотность тока мала. В частности, сюда относятся так называемый «таунсендовский» или «тихий» разряд и разряд с острия или проволоки при сравнительно больших давлениях, близких к атмосферному.

Под понятие таунсендовского разряда подходит начальная стадия самостоятельного разряда в том случае, когда сила тока ограничена большим внешним сопротивлением, и стадия самостоятельного разряда, предшествующая моменту «зажигания» самостоятельного разряда при постепенном повышении разности потенциалов между катодом и анодом.

2) Разряды, в которых поле определяется расположением созданных этими разрядами пространственных зарядов в трубке. Сюда относятся

а) *Тлеющий разряд*, отличительный признак: холодный катод (т. е. не испускающий заметно электронов путем термоионной эмиссии) и катодное падение потенциала (т. е. большое повышение потенциала вблизи самого катода, вызванное расположением пространственных зарядов). Источник электронов, необходимых для поддержания тлеющего разряда, представляет собой бомбардировка катода $+$ ионами.

б) *Дуговой разряд*: отсутствие большого катодного падения; источник электронов — главным образом термоионная эмиссия (возможны и другие причины выделения электронов катодом, но, во всяком случае, в дуговом разряде это не просто бомбардировка катода быстрыми $+$ ионами, приобретшими большую скорость вследствие большого катодного падения).

в) *Искровой разряд*: ряд быстро следующих друг за другом кратковременных дуговых разрядов.

г) *Разряд с острым* и проволоки при больших силах тока. Этот вид разряда при более внимательном рассмотрении оказывается тлеющим разрядом с очень небольшими по своему геометрическому протяжению катодными частями разряда.

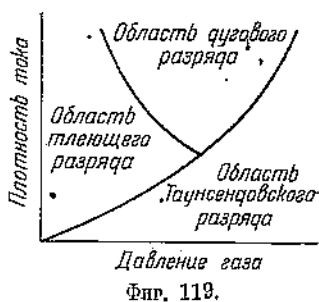
д) *Разряд с искусственно подогреваемым катодом*. Характерный признак: сильная термоионная эмиссия катода. К этому виду разряда относится также и так называемая «пизковольтная дуга», характеризующаяся тем, что в ней разность потенциалов между катодом и анодом меньше ионизационного потенциала газа.

Между всеми этими видами разряда, а также и между тлеющим разрядом и таунсендовским разрядом существуют еще не вполне изученные переходные формы разряда.

е) Несколько особое место в этой классификации должны занять *высокочастотные разряды*. Они возбуждаются при наличии в трубке более или менее быстропеременных полей (как электростатических, так и электромагнитных).

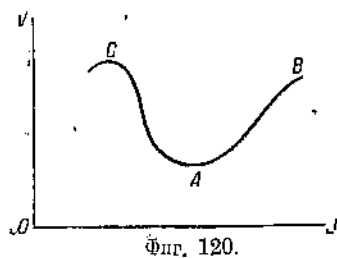
Процессы, вызывающие их появление, происходят в самом газе без участия явлений на поверхности электродов или даже в отсутствии последних внутри трубки.

Вопрос о том, какой вид самостоятельного разряда возникает при данном высоком напряжении на электродах, в частности, возникает ли тихий разряд, тлеющий разряд или дуга, зависит от давления газа и от силы разрядного тока, которая, в свою очередь, определяется данными внешней цепи разряда (сопротивлением). Схематически области существования трех перечисленных видов разрядов дает фиг. 119. Из этой схемы видно, что делить разряды на разряды при высоком (атмосферном) давлении и разряды при низком давлении или говорить, что высокому давлению соответствует дуга, низкому — тлеющий разряд, ничего не упоминая о плотности тока, как поступали при классификации разрядов в прежнее время, неправильно.



Фиг. 119.

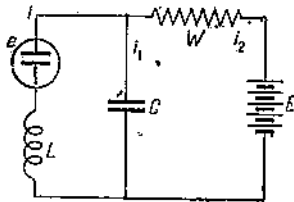
§ 3. Характеристика газового разряда. Характеристикой какого-либо прибора, проводящего электрический ток, называется зависимость между током, проходящим через прибор, и напряжением на его клеммах. Эта зависимость обычно изображается в виде кривой, координатами которой служат ток I и разность потенциалов V . Так как вид разряда в значительной степени обуславливается плотностью тока в трубке и так как эта плотность тока определяет появление и расположение пространственных зарядов, то обычно по оси абсцисс откладывается сила тока, по оси ординат — напряжение на клеммах трубки. Пример дает фиг. 120. Если с увеличением силы тока через трубку увеличивается и разность потенциалов на клеммах трубки, как это имеет место от точки A до B на фиг. 120, то характеристика разряда называется *возрастающей характеристикой*. Если же с увеличением тока через трубку разность потенциалов на клеммах падает, то характеристика называется *падающей характеристикой* (например от C до A на фиг. 120). Если характеристика снята при постепенном переходе от одной точки к другой, выжидая каждый раз, пока установится постоянный режим в трубке, то такая характеристика называется *статической характеристикой*. Если же зависимость между током и напряжением снята при непрерывном изменении того и другого без выжидания установившегося режима, то характеристика называется *динамической характеристикой*.



Вид динамической характеристики зависит от быстроты изменения силы тока или разности потенциалов, поэтому динамические характеристики для одной и той же разрядной трубки получаются различные в зависимости, например, от периода питающего трубку переменного тока. При быстром изменении режима разрядной трубки каждый из характеризующих разряд параметров как-то: сила тока, разность потенциалов, степень ионизации газа в данной точке, температура данной точки в газе и т. д., зависит не только от одновременного значения всех других параметров, но и от истории трубки, т. е. от того, какую величину эти параметры имели в предшествующие моменты времени. При снятии статической характеристики отдельные параметры также зависят от того, через какие состояния (в данном случае равновесные) проходила трубка. Поэтому и при той и при другой характеристике наблюдается явление гистерезиса, т. е. несовпадения между собой точек, снятых при увеличении и при уменьшении силы тока. Главными причинами гистерезиса считаются: а) изменение состава газа вследствие адсорбции и выделения газов из электродов, б) изменение поверхности электродов вследствие катодного распыления или окисления и т. п., в) нагревание газа и электродов. Создание и разрушение пространственных зарядов протекает настолько быстро, что эти явления нельзя считать причиной наблюдаемого гистерезиса.

§ 4. Условия устойчивости газового разряда. Устойчивость того или иного режима трубки при явлении разряда зависит не

только от внутренних условий разряда, но и от данных внешнего контура. Кауфман^[4] дал следующий вывод условий устойчивости разряда. Пусть электродвижущая сила источника тока, питающего разряд, равна E (фиг. 121). Сила тока через разрядную трубку при данном режиме равна I , емкость катод—анод трубки плюс емкость всех подводящих проводов пусть будет C , самоиндукция в цепи $= L$, сопротивление, через которое подается ток от источника в трубку, $= W$. Если мы будем обозначать через $I+i$ силу тока, соответствующую какому-либо напряжению e на клеммах трубки, и вычертим характеристику разряда, то $\left(\frac{de}{di}\right)_{i=0}$ дает нам наклон касательной к характеристике в точке, соответствующей выбранному нами первоначально режиму (ток I). Согласно формуле Ома, примененной к бесконечно малым приращениям тока и напряжения, $de = R di$, и следовательно, $\frac{de}{di}$ есть не что иное, как «сопротивление трубки» или «сопротивление разряда». Будем обозначать $\left(\frac{de}{di}\right)_{i=0}$ через e' . Мы хотим узнать, является ли выбранный нами режим (ток I) устойчивым или нет. Для решения этого вопроса допустим, что сила тока через трубку изменилась на малую величину i , причем разность потенциалов на клеммах трубки стала равной e , и посмотрим, как будет дальше изменяться i : если оно будет возрастать, то режим разряда неустойчивый; если, наоборот, i беспрестанно убывает, то режим разряда устойчивый.



Фиг. 121.

При рассматриваемом нами режиме через трубку течет постоянный ток I , подаваемый источником E . Мы считаем, что все сопротивление внешнего контура сосредоточено в W ; сопротивлением остальных проводов можно пренебречь. Отсюда вытекает, что разность потенциалов между клеммами трубки равна разности потенциалов между обкладками конденсатора, которым в нашей схеме фиг. 121 мы заменяем емкость внутри трубки и между проводами. Обозначим эту разность потенциалов через V_0 . Вследствие падения потенциала вдоль сопротивления W имеем:

$$E = V_0 + IW. \quad (1)$$

После изменения силы тока через нашу трубку будет идти ток $I+i$, режим перестанет быть стационарным, изменится напряжение на клеммах трубки, конденсатор C начнет заряжаться (или разряжаться).

Обращаясь к характеристике нашей разрядной трубки, положим, что мы передвинулись от режима (IV) на отрезок i по оси абсцисс (фиг. 122), кроме того, вследствие того, что мы теперь имеем дело с нестационарным режимом и, следовательно, с переменным током, разность потенциалов обкладок конденсатора уравнивается не только напряжением на концах трубки, но и э. с. самоиндукции.

Пусть $I+i_2$ — общий ток через сопротивление W , ток, заряжающий конденсатор C , пусть будет i_1 , самоиндукцию в цепи трубки обозначим

через L ; мгновенное значение потенциала конденсатора — через V_1 , разность потенциалов на клеммах трубки будет $V_0 + e'i$.

Имеем:

$$E = V_1 + (I + i_2) W; \quad (2)$$

$$V_1 - V_0 = e'i + L \frac{di}{dt}. \quad (3)$$

По закону Кирхгофа имеем:

$$i_2 = i_1 + i \quad (4)$$

и по формуле электростатики: $Q = CV$, где V — разность потенциалов, C — емкость, Q — заряд конденсатора или:

$$Q = \int i_1 dt = (V_1 - V_0) \cdot C, \quad (5)$$

где Q — добавочный заряд, появившийся на конденсаторе по сравнению с прежним режимом, так как вследствие появления тока i_1 заряд конденсатора изменился и потенциал его получил значение V_1 вместо V_0 .

Вычитая (1) из (2), находим:

$$V_1 - V_0 = i_2 W. \quad (6)$$

Выражения (6), (3) и (4) дают:

$$e'i + L \frac{di}{dt} = -W(i + i_1), \quad (7)$$

а (5) и (3) дают:

$$\frac{1}{C} \int i_1 dt = e'i + L \frac{di}{dt}, \quad (8)$$

Дифференцируя (8) и вставляя в (7), находим:

$$e'i + L \frac{di}{dt} = -iW - WCe' \frac{di}{dt} - WLC \frac{d^2i}{dt^2},$$

или:

$$\frac{d^2i}{dt^2} = + \left(\frac{1}{CW} + \frac{e'}{L} \right) \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} \left(\frac{e'}{W} + 1 \right) = 0. \quad (9)$$

Формула (9) представляет собой дифференциальное уравнение, которому подчиняется приращение тока. Как сказано выше, устойчивость данного режима разряда будет зависеть от того, возрастает ли i с течением времени или убывает.

Как известно, полный интеграл уравнения (9) будет:

$$i = A_1 e^{r_1 t} + A_2 e^{r_2 t}, \quad (10)$$

где r_1 и r_2 — корни характеристического уравнения — определяются формулой:

$$r = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{CW} + \frac{e'}{L} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{CW} + \frac{e'}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left(\frac{e'}{W} + 1 \right)}. \quad (11)$$

Если подкоренная величина в (11) больше нуля, r_1 и r_2 оба действительны, i изменяется аperiodически по экспоненциальному закону. В этом случае, для того чтобы процесс был устойчив, надо, чтобы одновременно $r_1 < 0$ и $r_2 < 0$, а для этого нужно, во-первых, чтобы первый член выражения (11) был меньше нуля, так как в противном случае r_1 , которому соответствует знак + при корне, непременно больше нуля как сумма двух положительных величин. Отсюда следует как неременное условие устойчивости (при действительных r_1 и r_2):

$$\frac{1}{\sigma W} + \frac{e'}{L} > 0; \quad (12)$$

кроме того, необходимо, чтобы абсолютная величина корня в выражении (1) была меньше абсолютной величины первого члена этого выражения, так как иначе r_2 будет больше нуля, несмотря на знак первого члена. Для этого нужно, чтобы

$$\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\sigma W} + \frac{e'}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left(\frac{e'}{W} + 1 \right) < \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sigma W} + \frac{e'}{L} \right) \right]^2,$$

т. е. чтобы

$$\frac{1}{LC} \left(\frac{e'}{W} + 1 \right) > 0,$$

или, так как L и C — существенно положительные величины, нужно, чтобы:

$$\frac{e'}{W} + 1 > 0. \quad (13)$$

Условие (13) представляет собой второе необходимое условие устойчивости рассматриваемого режима при действительных r_1 и r_2 .

В случае, когда в (11) подкоренная величина меньше нуля, мы можем обозначить корень через $j\omega$, где $j = \sqrt{-1}$, а $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sigma W} + \frac{e'}{L} \right)$ через δ и представить решение (10) в виде:

$$i = A_1 e^{-\delta t + j\omega t} + A_2 e^{-\delta t - j\omega t}. \quad (14)$$

Как известно, (14) представляет собой колебательный процесс, амплитуда которого будет постоянно увеличиваться или постоянно убывать, стремясь к нулю в зависимости от того, будет ли в показателе само δ меньше или больше нуля. Рассматриваемый режим устойчив, если амплитуда колебаний добавочного тока i , нарушившего равновесие, будет стремиться к нулю. Следовательно, при комплексных r_1 и r_2 необходимым и достаточным условием устойчивости будет $\delta > 0$, что приводит опять к выражению (12):

$$\frac{1}{\sigma W} + \frac{e'}{L} > 0. \quad (12)$$

Но τ_1 и τ_2 могут быть комплексными только при

$$\frac{1}{L\sigma} \left(\frac{e'}{W} + 1 \right) > \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\sigma W} + \frac{e'}{L} \right)^2 > 0. \quad (15)$$

Соединяя в одно целое условия устойчивости в обоих рассмотренных случаях, видим, что при $\left(\frac{e'}{W} + 1 \right) < 0$ процесс изменения i непременно аперiodический и, согласно условию (13), режим разряда неустойчив.

При $\left(\frac{e'}{W} + 1 \right) > 0$ процесс опять аперiodический, пока не соблюдено первое из неравенств (15). По вышесказанному, в этом случае режим разряда устойчив только, если соблюдено неравенство (12). Если же соблюдено первое из неравенств (15), то процесс — колебательный, и условием устойчивости режима разряда опять является неравенство (12).

Таким образом во всех случаях необходимым и достаточным условием устойчивости режима разряда является одновременное удовлетворение обоих неравенств:

$$\left(\frac{e'}{W} + 1 \right) > 0. \quad (13)$$

и

$$\left(\frac{1}{\sigma W} + \frac{e'}{L} \right) > 0. \quad (12)$$

Условия (12) и (13) можно поставить в связь с видом характеристики, или, другими словами, дать этим условиям физическое истолкование. Согласно определению, производная $\frac{de}{di} = e'$ равна тангенсу угла наклона касательной к характеристике разрядной трубки в точке, соответствующей рассматриваемому режиму.

Пусть характеристика разряда возрастающая: $e' = \frac{de}{di} > 0$. В таком случае все величины, входящие в левые части неравенств, как (12), так и (13), существенно положительны, и сами неравенства во всяком случае соблюдены. Отсюда заключаем: при возрастающей характеристике разряд всегда устойчив. При этом неравенство $\frac{de}{di} > 0$ является достаточным условием устойчивости разряда.

Допустим теперь, что $\frac{de}{di} < 0$, т. е. характеристика в точке, соответствующей рассматриваемому режиму, падающая. Тогда преобразование неравенств (12) и (13), принимая во внимание, что W , L и σ существенно положительны, а e' существенно отрицательно, даст нам:

$$e' + W > 0, \quad \text{т. е.} \quad -e' < W; \quad (16)$$

$$\frac{L}{\sigma} + We' > 0; \quad \frac{L}{\sigma e'} + W < 0; \quad W < -\frac{L}{\sigma e'}; \quad (17)$$

или, соединяя (16) и (17) в одну строчку;

$$-e' < W < -\frac{L}{C e'} \quad (18)$$

Условие (18) представляет собою условие устойчивости разряда при падающей характеристике и показывает, что при заданной характеристике разряда и при заданном отношении самоиндукции контура к емкости трубки и проводов разряд будет устойчив или неустойчив в зависимости от введенного в цепь разряда внешнего сопротивления W . Это, однако, не значит, что можно стабилизировать любую стадию разряда с падающей характеристикой подбором достаточно большого сопротивления.

Дело в том, что если $-e' > -\frac{L}{C e'}$, т. е. если

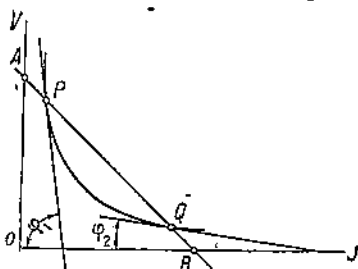
$$e'^2 > \frac{L}{C}, \quad (19)$$

то невозможно подобрать W , удовлетворяющее условию (18). В этом случае, чтобы достичь стабилизации, придется изменить отношение $\frac{L}{C}$.

Условию (16) можно дать еще следующее простое геометрическое истолкование.

Начертим (фиг. 123) характеристику разряда (падающую) и нанесем там же зависимости напряжения на электродах трубки от э. д. с. источника E , силы тока I и внешнего сопротивления W согласно равенству (1):

$$V = E - IW.$$



Фиг. 123.

Эта зависимость изобразится прямой линией, проходящей через точки $(I=0, V=E)$ и $(I=\frac{E}{W}, V=0)$. Прямую AB будем называть «прямой сопротивления», а острый угол между этой прямой и осью абсцисс, т. е. $\angle ABO$, обозначим через α . Режим трубки, соответствующий данным E и W , представляют собой только точки P и Q . Для осуществления режимов, соответствующих другим точкам характеристики, придется изменить положение прямой AB , изменив E или W . Которая из точек P или Q будет соответствовать устойчивому режиму? Проведем в точках P и Q касательные к характеристике: тангенсы углов φ_1 и φ_2 будут представлять не что иное, как $-\frac{dV}{dI}$, т. е. $-e'$ из формулы (16), тогда как $\operatorname{tg} \alpha = W$. Нетрудно видеть, что в точке P имеем $-e' > W$ (режим неустойчив), в точке Q , наоборот, $-e' < W$ (режим устойчив). Отсюда

1) Неравенство (19) получается из предыдущего, умножая обе части на существенно положительную (при падающей характеристике) величину $-e'$.

заключаем: режим разряда с падающей характеристикой устойчив, если угол между касательной к характеристике в данной точке и осью I меньше, чем угол между прямой сопротивления и той же осью. (При этом в расчет принимаются острые углы между этими прямыми.)

Неустойчивость режима разряда приводит к возникновению прерывистых и «колебательных» разрядов.

Примером первых может служить *искровой разряд*; примером вторых — колебательные дуговые разряды (применяемые в практике генерации незатухающих колебаний).

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ.

Таунсендовский разряд.

§ 1. Теория Таунсенда. Таунсендовским или тихим разрядом называется форма разряда, которая возникает в тех случаях, когда сила тока разряда настолько мала, что искажением поля, происходящим от пространственных зарядов, практически можно пренебречь. Свое наименование таунсендовский разряд получил по имени проф. Таунсенда, который дал его теорию [1, 2, 3, 7, 3]. Этот вид разряда охватывает как самостоятельный разряд, так и первую стадию самостоятельного разряда. Так как всякий переход от самостоятельного разряда к самостоятельному вследствие повышения потенциала сопровождается изменением силы тока от очень незначительных величин до больших значений, происходящих в течение некоторого, хотя бы и очень малого, промежутка времени, то вопрос о том, что считать за момент начала самостоятельного разряда, является до некоторой степени условным. Первоначальная теория Таунсенда считает «моментом зажигания» самостоятельного разряда момент, когда сила разрядного тока становится независимой от действия постороннего ионизатора, что, согласно Таунсенду, совпадает с *началом* весьма быстрого увеличения тока при незначительном увеличении разности потенциалов между электродами. Поэтому, по Таунсенду, в момент зажигания разряда ток незначителен, и теория Таунсенда при определении условий наступления этого момента с пространственными зарядами не считается, а принимает, что всякий разряд, какой бы большой силой тока он в своем конечном стационарном состоянии ни сопровождался, в момент зажигания представляет собой тихий разряд. Постепенно развиваясь, разряд переходит из одной стадии в другую, из таунсендовского в тлеющий, затем — из тлеющего в дуговой. Какой вид разряда устанавливается в стационарном состоянии, зависит, согласно рассмотренным в предыдущей главе условиям устойчивости разряда, главным образом, от сопротивления, введенного во внешнюю цепь. С этой точки зрения можно считать, что всякий возникающий путем увеличения разности потенциалов катода и анода разряд называется с таунсендовского разряда. «Потенциал зажигания» всякого самостоятельного разряда, т. е. та разность потенциалов, которая должна быть наложена на катод и анод, чтобы данный самостоятельный разряд начался, есть не что иное, как потенциал зажигания таунсендовского разряда. Поэтому, хотя в чистом виде самостоятельный таунсендовский разряд можно наблюдать лишь в специальных условиях, знакомство с механизмом этого разряда и его

теорией очень важно для всего учения о разрядах вообще и, в частности, для вопроса о потенциале зажигания разряда.

Как показали опубликованные за последние годы работы Роговского, Шумана и др., в первоначальные представления таунсендовской теории приходится в некоторых случаях внести довольно большие изменения, сводящиеся к тому, что влияние пространственных зарядов становится весьма существенным еще до того момента, как разряд перестал быть самостоятельным. Но те же исследователи приходят к заключению, что выведенные Таунсендом и Шуманом из первоначальных представлений теории «условия пробоя» остаются в силе ⁽¹⁶⁾.

Согласно диаграмме фиг. 119, таунсендовский разряд довольно легко осуществляется при больших (близких к атмосферному) давлениях. При низких давлениях таунсендовский разряд удалось осуществить Зеелигеру и Смекалю ⁽⁴⁾. При постоянном уменьшении введенного в цепь очень большого сопротивления эти исследователи проследили постепенный переход таунсендовского разряда в тлеющий разряд. Наблюдаемая ими характеристика изображена на фиг. 124.



Фиг. 124.

Таунсендовскому разряду соответствует отрезок характеристики от *A* до *B*.

В опытах Зеелигера и Смекаля при сопротивлении в $10^6 \Omega$ видна была лишь тонкая светящаяся пленка на аноде. При уменьшении сопротивления и увеличении тока свечение постепенно распространялось от анода к катоду. После образования соответствующих тлеющему разряду пространственных зарядов, обуславливающих характерное для тлеющего разряда «катодное падение потенциала», все свечение трубки сосредоточилось около катода. Вместе с тем, сила тока возросла, и характеристика стала падающей. Переходные формы разряда, в частности образование при очень малой силе тока светящихся слоев около катода, наблюдали также Гольст и Остеррюйе ⁽⁵⁾. В последнее время Дрюйвестейн исследовал эту форму разряда в Ne , He и Ar ⁽⁶⁾.

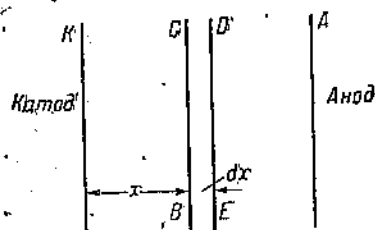
В своей теории Таунсенд вводит два коэффициента, характеризующих процесс ионизации газа электронами и положительными ионами. Таунсенд обозначает через α число ионов (и равное ему число электронов), образуемых одним электроном на 1 см пути в направлении от катода к аноду вследствие столкновений первого рода с нейтральными молекулами газа; через β — число ионов и электронов, образуемых таким же образом одним положительным ионом на 1 см пути в направлении от анода к катоду. Коэффициенты α и β зависят, конечно, от природы и давления газа и от напряжения поля в данной точке разряда. При постоянном в пространстве и времени поле (что имеет место при плоских электродах и постоянном токе) α и β имеют постоянное для данного давления газа и данного напряжения поля значение. Во всех других случаях α и β меняются от точки к точке в разрядной трубке.

Самый механизм разряда Таунсенд рисует следующим образом. Для осуществления разряда необходимо образование электронов и ионов при помощи постороннего ионизатора. Этот процесс может происходить во всем объеме газа (объемная ионизация) или же только на катоде (поверхностная ионизация, осуществляемая, например, фотоэлектрическим эффектом). Для окончательных выводов теории безразлично, с каким из этих двух видов ионизации мы имеем дело. Для большей определенности наших рассуждений будем предполагать, что электроны выделяются из поверхности катода вследствие освещения этой поверхности коротковолновым светом, причем число электронов, выделяющихся с 1 см^2 поверхности катода в 1 сек., равно n_0 , что соответствует плотности тока $i_0 = en_0$. Каждый электрон на пути к аноду ионизирует молекулы газа. Освобожденные при этом из молекул электроны также направляются к аноду и тоже разбивают при столкновениях молекулы газа на $+$ ионы и электроны. Таким образом, как уже сказано выше, число электронов, двигающихся по направлению к аноду, постепенно увеличивается с удалением от катода. Это нарастание числа движущихся к аноду электронов Таунсенд уподобляет нарастанию снежного кома, катящегося по склону горы и образующего в конце концов громадную, все увеличивающуюся по мере движения массу катящегося вниз снега — лавину.

Положительные ионы, движущиеся в противоположном направлении, также ионизируют нейтральные молекулы и также постепенно увеличиваются в своем числе от анода к катоду. Они образуют, по Таунсенду, лавину положительных ионов. Чем больше расстояние между катодом и анодом при одном и том же напряжении поля, тем больше возможности для нарастания той и другой лавин, тем сильнее ток через разрядную трубку. Коэффициент β при одинаковых условиях во много раз меньше коэффициента α . Поэтому число электронов, образуемых около катода лавиной $+$ ионов, во много раз меньше, чем число ионов, образуемых около анода лавиной электронов. Если n_0 электронов, вылетающих от катода, образуют на своем пути к аноду такое число ионов, которое образует около катода n_1 электронов, и если $n_1 < n_0$, то при прекращении действия внешнего ионизатора, вызвавшего первоначальное выделение из катода n_0 электронов, лавина электронов будет постепенно ослабевать, сила тока будет уменьшаться, разряд будет затухать и совсем прекратится. Если $n_1 > n_0$, то вторая лавина электронов, отправившись в путь вслед за первой, будет более мощной, чем первая, несмотря на прекращение действия внешнего ионизатора, третья лавина будет еще более мощной, чем вторая; сила тока разряда будет постепенно возрастать: разряд будет сам создавать нужную для его поддержания ионизацию газа и превратится в самостоятельный разряд. Границу между несамостоятельным и самостоятельным разрядом дает условие $n_1 = n_0$ или, выражая его словами: каждый вылетевший от катода электрон должен создать на своем пути к аноду (сам, а также через электроны вызванной им лавины) такое количество ионов, которое образует около катода как раз один электрон.

Это условие Таунсенд облечает в математическую форму следующим образом. Пусть катод и анод лавинной трубки представляют собой две

параллельные плоскости. Проведем (фиг. 125) в какой-либо точке на расстоянии x от катода плоскость CB , параллельную катоду и аноду, и на расстоянии dx от первой плоскости—вторую, параллельную ей, DE . Плотность электронов, т. е. число электронов, приходящееся на 1 см^3 , вычтем через n_- , соответствующее число $+$ ионов через n_+ . Скорость передвижения электронов и ионов в направлении поля принимаем постоянной (каждая из них равна подвижности электрона или иона, умноженной на напряженность поля). Скорость электронов обозначим через p , скорость положительных ионов через u . Выделим на наших плоскостях x и $x + dx$ площадки в 1 см^2 , лежащие одна против другой.



Фиг. 125.

Число электронов, находящихся в тонком слое, ограниченном нашими площадками, будет $n_- \cdot dx$, точно так же число ионов будет $n_+ \cdot dx$. Через площадку 1 см^2 в наш слой входит в 1 сек. $n_- \cdot p$ электронов, через такую же площадку выходит $[n_- \cdot p + \frac{\partial}{\partial x} (n_- \cdot p) dx]$ электронов. Это мы можем написать, потому что величина $n_- \cdot p$ есть функция от x .

Вычитая число электронов, выходящих из нашего элементарного слоя, из числа входящих, находим:

$$n_- \cdot p - [n_- \cdot p + \frac{\partial}{\partial x} (n_- \cdot p) dx] = - \frac{\partial}{\partial x} (n_- \cdot p) dx;$$

таково приращение числа электронов в нашем элементарном слое, происходящее вследствие их движения. Точно так же найдем и приращение числа положительных ионов; вычитая из числа входящих в наш слой со стороны анода число выходящих в сторону катода:

$$+ \frac{\partial}{\partial x} (n_+ \cdot p) dx.$$

Так как каждый электрон образует на 1 см своего пути от катода к аноду α электронов и столько же ионов, то на пути через наш слой каждый из $n_- \cdot p$ входящих в слой электронов образует в нем $\alpha \cdot dx$ электронов, а все вместе $\alpha \cdot n_- \cdot p \cdot dx$ электронов и столько же ионов. Точно так же проходящие через слой в единицу времени ионы дают $\beta \cdot n_+ \cdot u \cdot dx$ ионизаций столкновением. Прибавляя эти числа, новых свободных электронов, образуемых столкновениями в нашем слое, к вычисленному выше приращению числа электронов вследствие их передвижения, находим, что число электронов $n_- \cdot dx$, приходящееся на рассматриваемый нами слой основанием в 1 см^2 и толщиной dx , меняется во времени по такому закону:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_- \cdot dx) = - \frac{\partial (n_- \cdot p)}{\partial x} dx + \alpha p n_- \cdot dx + \beta u n_+ \cdot dx,$$

откуда:

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = - \frac{\partial (n_- \cdot p)}{\partial x} + \alpha n_- \cdot p + \beta n_+ \cdot u. \quad (1)$$

Точно так же для изменения во времени числа ионов в 1 см² находим:

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = + \frac{\partial (n_+ \cdot u)}{\partial x} + \alpha n_- \cdot p + \beta n_+ \cdot u. \quad (2)$$

Электрический заряд, переносимый в 1 сек. потоком электронов через 1 см², вырезанный на плоскости, параллельной катоду и аноду, будет:

$$i_- = e n_- \cdot p. \quad (3)$$

Ток, переносимый через тот же 1 см² + ионами, будет:

$$i_+ = e n_+ \cdot u. \quad (4)$$

В первом случае переносятся отрицательные заряды от катода к аноду (слева направо), во втором — положительные заряды от анода к катоду (справа налево). Общий ток через 1 см² (или плотность тока в разрядной трубке) будет:

$$i = i_- + i_+ = e n_- \cdot p + e n_+ \cdot u, \quad (5)$$

откуда:

$$n_- \cdot p + n_+ \cdot u = \frac{i}{e}. \quad (6)$$

Уравнения (1) и (2) представляют собой дифференциальные уравнения, которым удовлетворяет концентрация электронов n_- и ионов n_+ . В случае однородного поля между плоскими электродами α , β , p и q будут величинами постоянными. Для решения задачи, кроме уравнений (1) и (2), надо иметь граничные условия и воспользоваться равенством (6). Решение, проведенное в общем виде, дало бы нам закон нарастания n_- и n_+ в каждой точке разряда со временем.

Таунсенд упрощает задачу, переходя к случаю установившегося потока ионов и электронов, т. е. к случаю стационарного разряда. В этом случае n_- и n_+ в каждой точке разряда остаются постоянными во времени, и уравнения (1) и (2) принимают вид:

$$- \frac{d(n_- \cdot p)}{dx} + \alpha n_- \cdot p + \beta n_+ \cdot u = 0, \quad (7)$$

$$+ \frac{d(n_+ \cdot u)}{dx} + \alpha n_- \cdot p + \beta n_+ \cdot u = 0. \quad (8)$$

Исключая $n_+ \cdot u$ из (7), пользуясь равенством (6), находим:

$$- \frac{d(n_- \cdot p)}{dx} + (\alpha - \beta) n_- \cdot p + \beta \frac{i}{e} = 0. \quad (9)$$

При установившемся режиме: $i = \text{const.}$

Точно так же получаем:

$$\frac{d(n_+ \cdot u)}{dx} + (\beta - \alpha) n_+ \cdot u + \alpha \frac{i}{\varepsilon} = 0. \quad (10)$$

Чтобы проинтегрировать уравнение (9), находим частный его интеграл в виде постоянной величины

$$n_- \cdot p = -\frac{\beta \frac{i}{\varepsilon}}{\alpha - \beta}. \quad (11)$$

и полный интеграл соответствующего однородного линейного уравнения и по правилам интегрирования неоднородных линейных уравнений берем для нахождения искомого полного интеграла уравнения (9) сумму этих двух интегралов. Находим:

$$n_- \cdot p = C \cdot e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} \frac{i}{\varepsilon}. \quad (12)$$

Умножая обе части равенства (12) на ε и пользуясь равенством (3), пишем вместо (12):

$$i_- = \varepsilon C e^{(\alpha - \beta)x} + \frac{\beta}{\alpha - \beta} i. \quad (13)$$

Мы приняли, что на катоде образуется под действием полизатора некоторое число электронов в секунду. Обозначая соответствующую этому условию плотность или концентрацию электронов в непосредственной близости катода через n_k , находим, что $n_- \cdot p$ при $x=0$ должно равняться $n_k p$. Соответствующий ток электронов $\varepsilon n_k p$ обозначим через i_0 . i_0 есть согласно условиям нашей задачи не что иное, как фототок с катодом εn_0 . Отсюда $n_k = \frac{n_0}{p}$.

Таким образом пограничное условие для (13) при $x=0$ будет $i_- = i_0$.

Второе пограничное условие находим, основываясь на том, что из анода у нас не выделяются ни ионы, ни электроны и, следовательно, ток в непосредственной близости анода, или, другими словами, весь ток на анод, равен току электронов. Обозначая расстояние анода от катода через δ , пишем это условие в виде: при $x=\delta$ имеем $i = i_+$.

Первое условие дает нам:

$$i_0 = \varepsilon C + \frac{\beta}{\alpha - \beta} i;$$

и отсюда:

$$\varepsilon C = i_0 + \frac{\beta}{\alpha - \beta} i,$$

и (13) превращается в

$$i_- = \left(i_0 + \frac{\beta}{\alpha - \beta} i \right) e^{(\alpha - \beta)x} + \frac{\beta}{\alpha - \beta} i. \quad (14)$$

согласно второму условию, получим:

$$i = i_0 e^{(\alpha-\beta)\delta} + \left[\frac{\beta}{\alpha-\beta} e^{(\alpha-\beta)\delta} - \frac{\beta}{\alpha-\beta} \right] i_0 e^{\alpha\delta} \quad (15)$$

Решая (15) относительно i , находим:

$$i = i_0 \frac{(\alpha-\beta) e^{(\alpha-\beta)\delta}}{\alpha - \beta e^{(\alpha-\beta)\delta}} \quad (16)$$

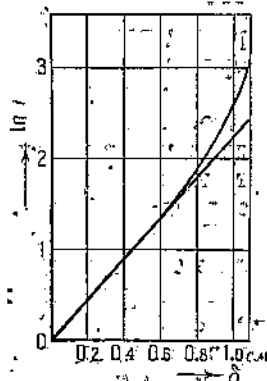
Равенство (16) дает нам выражение общего тока через трубку i в зависимости от электронного тока с катода i_0 и от расстояния между катодом и анодом. Оно и послужило Таунсенду для определения коэффициентов α и β экспериментальным путем, сводившегося к наблюдению при независимой стадии разряда изменения тока i с увеличением расстояния δ при постоянном напряжении поля. При этом Таунсенд пользуется тем обстоятельством, что β очень мало при малом напряжении поля.

Пренебрегая величиной β по сравнению с α , находим вместо (16):

$$i = i_0 e^{\alpha\delta} \quad (17)$$

Выражение (17) дает нам закон нарастания лавины электронов при отсутствии встречной лавины ионов, или, другими словами, нарастание лавины электронов в том случае, когда отрицательный газ под действием соударений с ионами с нейтральными молекулами можно совершенно пренебречь. Логарифмируя (17), получим:

$$\ln i = \ln i_0 + \alpha\delta \quad (18)$$



Фиг. 126.

Таким образом в тех случаях, когда можно пренебречь β , между $\ln i$ и расстоянием электродов δ получается линейная зависимость, причем наклон прямой дает нам коэффициент α . На фиг. 126 представлен ход $\ln i$ в зависимости от δ в одном из опытов Таунсенда. Как видно из этой кривой, при малом δ , действительно, можно пренебречь β и найти α из (18). При большем расстоянии между электродами лавина положительных ионов разрастается настолько, что пренебречь ею уже нельзя, и кривая $\ln i$ отходит от прямой. В этом случае, зная из прямолинейной части кривой α , Таунсенд находит β из (16), пользуясь изогнутой частью кривой фиг. 126.

Условие возникновения самостоятельного разряда Таунсенд выводит из (16) следующим образом. При малом напряжении поля α и β — малые величины, и знаменатель выражения (16) больше нуля. С увеличением напряжения этот знаменатель уменьшается. Одновременно нарастает ток i . Для того чтобы ток i мог быть сколь угодно большим, независимо от величины тока i_0 , надо, чтобы знаменатель выражения (16) обратился в нуль. То, что ток i становится большим независимо от i_0 ,

т. е. независимо от действия постороннего ионизатора, обозначает, по нашему определению, что мы имеем дело с самостоятельным разрядом. Таким образом условие возникновения самостоятельного разряда при повышении напряжения поля в случае равномерного поля в газе между плоскими электродами, согласно Таунсенду, и сводится к требованию, чтобы знаменатель выражения (16) был равен нулю:

$$\alpha - \beta \cdot e^{(\alpha-\beta)x} = 0, \quad (19)$$

или

$$\alpha = \beta \cdot e^{(\alpha-\beta)x}. \quad (19')$$

То напряжение поля, при котором возникает самостоятельный разряд, называется «пробивным напряжением поля». Соответствующая разность потенциалов между электродами — «пробивным потенциалом», «потенциалом зажигания газового разряда» или «искровым потенциалом». Последнее название возникло потому, что при отсутствии достаточного для стабилизации разряда сопротивления в цепи разряда таунсендовский разряд весьма быстро переходит в «другие виды разряда, в том числе при соответствующих условиях в «искровой разряд».

Зная для данного газа α и β и их зависимость от напряжения поля, т. е. вычисляя α и β по (17) и (16), Таунсенд мог вычислить для этого газа «потенциал его зажигания». Вычисления дали результаты, поразительно хорошо (до 1—2 V) совпадающие с экспериментальными данными.

Условие существования самостоятельного разряда (19) можно получить также, задавшись при интегрировании уравнений (9) и (10) граничными условиями: а) $i_0 = 0$ при $x = 0$ (что соответствует $i_0 = 0$, т. е. самостоятельному разряду) и б) $i_0 = 0$; $i = i_0$ при $x = d$. В случае неравномерного поля (т. е. при всякой другой форме электродов, кроме плоской) α и β не будут уже постоянными величинами, а будут функциями координат. Уравнения (9) и (10) могут быть интегрированы в квадратурах и в этом случае. Производя эту интеграцию, Таунсенд приходит к следующему условию возникновения самостоятельного разряда, из которого условие (19) вытекает как частный случай:

$$\int_0^d \alpha e^{-\int_0^x (\alpha-\beta) dx} \cdot dx = 1. \quad (20)$$

Для того чтобы воспользоваться равенством (20) практически, надо, конечно, знать зависимость α и β от x , что сводится к знанию распределения поля и знанию зависимости α и β от напряжения поля E .

Формула тока самостоятельного разряда (16) и условие пробоя при плоских электродах (19) выведены Таунсендом в предположении, что ионизация газа под действием положительных ионов происходит лишь в самом газе. Никакие процессы выделения электронов на катоде под действием положительных ионов в этой первоначальной форме теории не принимаются во внимание. Чтобы учесть эти процессы, Таунсенд [8] ввел в свою теорию при ее дальнейшем развитии еще

третий коэффициент γ , равный числу электронов, выделяющихся из поверхности катода вследствие удара одного положительного иона. Пренебрегая ионизацией газа ударами положительных ионов об атомы газа, т. е. полагая коэффициент β равным нулю, Таунсенд приходит в этом случае вместо равенства (16) к такой зависимости силы тока i от самостоятельного разряда от α и γ :

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha \delta}}{1 - \gamma (e^{\alpha \delta} - 1)}, \quad (21)$$

и далее, к следующему условию пробоя при плоских электродах:

$$1 - \gamma (e^{\alpha \delta} - 1) = 0. \quad (22)$$

Ход решения задачи с учетом как ионизации на поверхности катода, так и объемной ионизации указан Спиваком и Тимофеевым [9]. Они исходят из равенства (12) и определяют константу C в этом равенстве из условия, что ток с катода создан не только электронами, вылетающими из катода вследствие фотоэлектрического эффекта, но и теми электронами, которые освобождаются ударами положительных ионов о катод. Это дает пограничные условия:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } x=0 \dots\dots n_- \cdot p &= n_{k,p} + \frac{i}{e} \gamma, \\ \text{при } x=\delta \dots\dots n_- \cdot p &= \frac{i}{e}, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

и после подстановки этих значений в уравнение (12):

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta) \delta}}{\alpha + \beta \gamma \cdot e^{(\alpha - \beta) \delta} - (\alpha \gamma + \beta) e^{(\alpha - \beta) \delta}}. \quad (24)$$

При разности потенциалов, равной «потенциалу зажигания», пограничные условия на катоде и аноде будут:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } x=0 \dots\dots n_- \cdot p &= \frac{i}{e} \gamma, \\ \text{при } x=\delta \dots\dots \left\{ \begin{aligned} n_- \cdot p &= \frac{i}{e} \\ n_+ \cdot u &= 0. \end{aligned} \right. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Пользуясь первым из этих условий, определяем для этого случая постоянную формулы (12), после чего (12) принимает вид:

$$n_- \cdot p = \frac{i}{e} \left[\gamma \cdot e^{(\alpha - \beta)x} + \frac{\beta}{\alpha - \beta} (e^{(\alpha - \beta)x} - 1) \right]. \quad (26)$$

Подставляя в (26) значения x и $n_- \cdot p$, согласно второму из условий (25), находим следующее условие пробоя, аналогичное таунсендовскому условию (19):

$$\alpha = [\beta + \gamma(\alpha - \beta)] e^{(\alpha - \beta)\delta}, \quad (27)$$

то же, конечно, получим, приравняв нулю знаменатель в выражении для тока самостоятельного разряда (25).

Сравнение формул (27) и (19) показывает, что при постоянном возрастании коэффициентов α , β и γ , вызванном увеличением разности потенциалов между анодом и катодом, пробой при наличии эффекта выделения электронов на поверхности катода, когда нельзя пренебречь коэффициентом γ , наступает раньше, т. е. при меньшей разнице потенциалов, чем в том случае, когда этот эффект, а потому и коэффициент γ ничтожно малы.

Условие (25) можно написать в еще более точном виде. Дело в том, что, выразив число выходящих из катода электронов через $\frac{i}{e} \gamma$, мы делаем ошибку, приняв, что у катода весь ток образован положительными ионами. Между тем, часть тока, равная $n_k p \cdot e$, приходится на долю фотоэлектронов. Учесть это обстоятельство можно, написав:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } x=0 \dots\dots\dots n_k \cdot p &= n_k p + \left[\frac{i}{e} - n_k p \right] \gamma, \\ \text{при } x=\delta \dots\dots\dots n_k \cdot p &= \frac{i}{e} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Но и условие (28) не вполне точно: из общего тока i надо вычесть не только фототок $n_k p$, но и ток вторичных электронов, выходящих из катода положительными ионами

$$(i - n_k p) \gamma.$$

Продолжая это уточнение последовательно дальше, получаем легко суммируемый бесконечный ряд, приводящий к следующему точному условию вместо (28):

$$\left. \begin{aligned} \text{при } x=0 \dots\dots\dots n_k \cdot p &= n_k p + \left[\frac{i}{e} - n_k p \right] \frac{1-\gamma}{1-\gamma^2} \gamma, \\ \text{при } x=\delta \dots\dots\dots n_k \cdot p &= \frac{i}{e} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Подстановка условий (29) в равенство (12) приводит к окончательному решению задачи в виде:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)\delta}}{(1 + \gamma)\alpha - (\beta + \alpha\gamma) e^{(\alpha - \beta)\delta}} \quad (30)$$

Формула (30) была указана впервые Дюбуа (10), но вывод Дюбуа недостаточно строг.

Равенству (30) соответствует условие пробоя:

$$(1 + \gamma)\alpha - (\beta + \alpha\gamma) e^{(\alpha - \beta)\delta} = 0. \quad (31)$$

Полагая в формулах (30) и (31) $\gamma = 0$, мы приходим к формуле Таунсенда (16) и его условию пробоя (19), а полагая $\beta = 0$ — к формулам (21) и (22).

§ 2. Коэффициенты α и β Таунсенда. Закон Пашена.

Таунсенд сделал попытку связать свои макроскопические коэффициенты α и β с кинетикой электронов и ионсв. Вывод его можно представить в следующем виде.

Пусть λ_0 будет средний свободный путь электрона в газе. Тогда число столкновений электрона с молекулами газа на 1 см пути электрона будет $N = \frac{1}{\lambda_0}$; из этих столкновений приведут к ионизации молекул газа только те, при которых скорость электрона будет равна или больше скорости, соответствующей ионизационному потенциалу газа V_i . Если мы обозначим напряжение поля, в котором движется электрон, через E , то для того, чтобы получить скорость, соответствующую ионизационному потенциалу, электрону придется пробежать свободный путь λ_i , удовлетворяющий равенству:

$$E \cdot \lambda_i = V_i. \quad (32)$$

Согласно кинетической теории газов (гл. II), если у нас из некоторой точки в газе вылетают N электронов, то свободный путь, больший чем λ_i , пробегут $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}$ электронов. Те рассуждения, которые приложимы к N электронам, движущимся одновременно, приложимы также к одному электрону, пробегающему последовательно N отдельных свободных путей между столкновениями, так как беспорядочное чередование свободных путей различной длины ничем не будет отличаться от такого же беспорядочного распределения их между N отдельными электронами, так как и там и здесь столкновения подчиняются закону случая, лежащему в основе максвелловского распределения скоростей. Таким образом мы приходим к выводу, что из N столкновений, которые испытает электрон на 1 см своего пути, только в $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}$ случаях электрон пробежит перед столкновением путь, больший λ_i , и потому будет способен ионизировать молекулу газа. Для подсчета числа ионизаций α , происходящих на 1 см пути электрона в газе, следовало бы помножить число $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}$ на вероятность ионизации, так как мы знаем, что далеко не каждое столкновение приводит к ионизации. Но Таунсенд упрощает задачу, вводя допущение, что при скоростях, меньших ионизационной, вероятность ионизации равна нулю, а при скоростях, больших ионизационной, вероятность ионизации равна единице, т. е. каждое столкновение приводит к ионизации. Это дает Таунсенду возможность не высчитывать среднюю вероятность ионизации, а просто заменить ее единицей и считать $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}$ за число ионизаций, происходящих на 1 см пути электрона, т. е. написать:

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}. \quad (33)$$

Заменяя λ_i через $\frac{V_i}{E}$, согласно (32), и λ_0 через $\frac{1}{N}$, находим:

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{V_i N}{E}}. \quad (34)$$

Все наши рассуждения допустимы, если средняя длина свободного пути мала по сравнению с расстоянием между электродами, и если скорость движения электрона под действием поля велика по сравнению со скоростью теплового движения электрона.

Обозначая число столкновений на единице пути электрона при давлении, равном единице, через N_0 и принимая во внимание, что число столкновений прямо пропорционально давлению, можем написать:

$$N = N_0 p,$$

и, далее:

$$\alpha = p \cdot N_0 \cdot e^{-\frac{N_0 U_i p}{E}},$$

или

$$\frac{\alpha}{p} = N_0 e^{-\frac{N_0 V_i}{E p}}. \quad (35)$$

Совершенно таким же путем найдем для функции β :

$$\begin{aligned} \beta &= p M_0 \cdot e^{-\frac{M_0 U_i p}{E}}; \\ \frac{\beta}{p} &= M_0 e^{-\frac{M_0 V_i}{E p}}, \end{aligned} \quad (36)$$

где M_0 и U_i имеют то же значение по отношению к положительным ионам, как N_0 и V_i по отношению к электронам.

Формулы (35) и (36) показывают, что функции α и β обладают тем свойством, что отношения $\frac{\alpha}{p}$ и $\frac{\beta}{p}$ являются функциями не E в отдельности и не p в отдельности, а функциями отношения $\frac{E}{p}$. Та разность потенциалов, которую электрон или ион пробегают от одного столкновения до другого, в среднем равна $\lambda_0 E$. Так как λ_0 обратно пропорционально p , то $\frac{E}{p} = k \lambda_0 E$, где k — некоторый постоянный множитель. Таким образом (35) и (36) говорят нам, что $\frac{\alpha}{p}$ и $\frac{\beta}{p}$ являются функциями разности потенциалов, пробегаемой электроном или ионом от одного столкновения до другого (т. е. падения потенциала на длине свободного пути электрона).

Напишем условие возникновения самостоятельного разряда, по Таунсенду для плоских электродов (19), в форме:

$$\frac{\alpha}{\beta} = e^{(\alpha - \beta) d} \quad (37)$$

и подставим вместо α и β их значения по Таунсенду. Заменим при этом E через $\frac{V}{\delta}$, понимая под V разность потенциалов между плоскими электродами. Получим:

$$\frac{N_0}{M_0} e^{(M_0 U_i - N_0 V_i) \frac{p\delta}{V}} = e^{p \cdot \delta} \left(e^{-N_0 V_i \frac{p\delta}{V}} - e^{-M_0 U_i \frac{p\delta}{V}} \right). \quad (38)$$

В условии (38) M_0 , N_0 , U_i , V_i — постоянные для данного газа величины, V — разность потенциалов между электродами, при которой возникает самостоятельный разряд. Формула (38) показывает нам, что потенциал зажигания газового разряда является функцией произведения $p\delta$, а не отдельно p и отдельно δ . Другими словами, если в двух разрядных трубках с плоскими электродами и одним и тем же газом произведение из давления на расстояние между электродами одно и то же, то и потенциал зажигания в обоих случаях также один и тот же.

Этот закон был установлен Папеном из опыта еще до появления теории Таунсенда и носит название закона Папена.

Таунсенд обобщил закон Папена следующим образом. Сравним между собой два случая разряда в одном и том же газе. Пусть во втором случае все линейные размеры электродов и их расстояние между собой в k раз больше, чем в первом, а давление в k раз меньше, чем в первом. Разность потенциалов V между электродами одна и та же. Тогда

	<i>в первом случае</i>	<i>во втором случае</i>	
расстояние между электродами	δ	$k\delta$	} (39)
давление	p	p/k	
напряжение поля в соответствующих точках	E	E/k	

Напишем таунсендовское выражение для α и β в общем виде без уточнения вида функции.

Для первого случая:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\alpha_1}{p} &= f_1 \left(\frac{E}{p} \right), \\ \frac{\beta_1}{p} &= f_2 \left(\frac{E}{p} \right). \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Для второго случая [пользуемся табличкой (39)]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\alpha_2}{p/k} f_1 \left(\frac{E/k}{p/k} \right) &\text{ или } k\alpha_2 = \alpha_1, \\ \frac{\beta_2}{p/k} f_2 \left(\frac{E/k}{p/k} \right) &\text{ или } k\beta_2 = \beta_1. \end{aligned} \right\} \quad (40')$$

Допустим, что при данном V условии (20) возникновения самостоятельного разряда удовлетворено, так что

$$\int_0^{\alpha_1} \alpha_1 e^{-\int_0^{\alpha_1} (\alpha_1 - \beta_1) d\alpha_1} d\alpha_1 = 1. \quad (41)$$

Написав левую часть этого условия для второго случая, получим:

$$\int_0^{\delta_2} \alpha_2 e^{-\int_0^{x_2} (\alpha_2 - \beta_2) dx_2} \cdot dx_2 = \int_0^{\delta_1} \frac{\alpha_1}{k} e^{-\int_0^{x_2} \frac{1}{k} (\alpha_1 - \beta_1) dx_2} \cdot dx_2. \quad (42)$$

При этом надо иметь в виду, что равенства $\alpha_1 = k\alpha_2$ и $\beta_1 = k\beta_2$ справедливы для соответствующих точек в обоих рассматриваемых нами случаях, т. е. для точек, между координатами которых существует соотношение $x_2 = kx_1$ и, следовательно, $dx_2 = kdx_1$. Произведем в интеграле, стоящем в показателе выражения (42), преобразование переменного, введя x_1 вместо x_2 . Верхний предел в этом случае будет x_1 , и мы будем иметь:

$$\int_0^{x_1} \frac{1}{k} (\alpha_1 - \beta_1) dx_2 = \int_0^{x_1} \frac{1}{k} (\alpha_1 - \beta_1) k \cdot dx_1 = \int_0^{x_1} (\alpha_1 - \beta_1) dx_1.$$

Заключаем отсюда, что показатели при e для соответственных точек в интегралах (42) и (41) равны, и предпринимаем преобразование переменного в интеграле (42). Находим, что при $x_2 = k\delta_1 = \delta_2$ имеем $x_1 = \delta_1$, а потому

$$\int_0^{\delta_2} \frac{\alpha_2}{k} e^{-\int_0^{x_2} \frac{1}{k} (\alpha_1 - \beta_1) dx_2} \cdot dx_2 = \int_0^{\delta_1} \frac{\alpha_1}{k} e^{-\int_0^{x_1} (\alpha_1 - \beta_1) dx_1} \cdot k dx_1 = \int_0^{\delta_1} \alpha_1 e^{-\int_0^{x_1} (\alpha_1 - \beta_1) dx_1} \cdot dx_1,$$

т. е. определенные интегралы (42) и (41) имеют одну и ту же величину. Таким образом, если справедлива формула (41), то непременно справедливо и аналогичное выражение:

$$\int_0^{\delta_2} \alpha_2 e^{-\int_0^{x_2} (\alpha_2 - \beta_2) dx_2} \cdot dx_2 = 1.$$

Следовательно, во втором случае удовлетворено условие возникновения самостоятельного разряда, и V является потенциалом зажигания для второго случая, если оно является таковым для первого.

Рассмотренное «условие подобия» Таунсенда можно сформулировать так: если в двух случаях в одном и том же газе конфигурации электродов и их расположение подобны и отношение линейных размеров равно k , а давлений $-\frac{1}{k}$, то потенциал зажигания разряда одинаков в обоих случаях.

Закон Пашена является частным случаем закона подобия Таунсенда.

В теории Таунсенда не принимается во внимание целый ряд явлений, как то: рекомбинации, диффузия электронов и ионов, ионизация последовательными ступенями. Естественно, что основанные на теории Таунсенда закон Пашена и закон подобия Таунсенда, могут оправдываться на опыте только в тех случаях, когда, действительно, можно пренебречь изменением числа электронов и ионов, происходящим

вследствие вышеперечисленных процессов, по сравнению с ионизацией столкновениями первого рода, и обратно, то обстоятельство, что закон Пашена справедлив в широких пределах показывает, что в этих же широких пределах такое пренебрежение допустимо. Это обстоятельство, наравне с совпадением подчитанных Таунсендом потенциалов зажигания с наблюдаемыми служило основанием тому мнению, что теория зажигания газового разряда Таунсенда очень близка к истине и не требует больших дополнений.

§ 3. Запаздывание зажигания разряда. Опыты Роговского. Роль пространственных зарядов в процессе зажигания разряда. Теория зажигания Таунсенда могла удовлетворять только до тех пор, пока не было детально изучено протекание явления зажигания газового разряда во времени. В этом отношении надо различать между так называемым *запаздыванием зажигания разряда*, которое отнюдь не противоречит теории Таунсенда, и ходом процесса зажигания во времени при устранении запаздывания.

С самого начала исследования разрядов в газе замечено, что если промежуток между электродами, в котором происходит разряд, находится в темноте и вообще не подвергается действию какого-либо внешнего ионизатора, то между моментом наложения на электроды потенциала, равного потенциалу зажигания разряда, и моментом начала разряда проходит некоторое время. При освещении разрядного промежутка ультрафиолетовым светом или при действии иного внешнего ионизатора время запаздывания разряда уменьшается. При одних и тех же условиях освещения или ионизации время запаздывания не постоянно, а принимает различные значения, не зависящие от внешних причин. Теоретическое объяснение явлению запаздывания дается такое. Для начала образования лавины электронов необходимо, чтобы где-либо около самого катода появился электрон, который и служит, так сказать, начальным ядром лавины. Чем сильнее действие внешнего ионизатора, тем больше в среднем плотность электронов и тем вероятнее образование такого ядра. Поэтому, чем сильнее действие ионизатора, тем меньше время запаздывания. С другой стороны, появление электрона около самого катода есть явление, управляемое законами случая. Таким образом время запаздывания должно подчиняться законам случайных явлений. Подробное исследование этого вопроса, произведенное Лауэ^[11], показало, что вероятность $W(t)$ того, что разряд наступит лишь через данный промежуток времени t , выражается экспоненциальной функцией:

$$W(t) = k \cdot e^{-kt}. \quad (43)$$

Из N случаев зажигания газового разряда между данными электродами в данном газе в $NW(t)$ случаях через время t зажигание еще не произойдет.

Справедливость соотношения (43) установлена на опыте Шубером^[12] и независимо от него Браунбеком^[13] при помощи аппаратуры, автоматически регистрирующей отдельные замыкания цепи разряда и

время, протекающее между каждым замыканием и началом самостоятельного разряда.

Высчитаем среднее время T запаздывания разряда при зажиганиях, для этого помножим каждое отдельное время запаздывания на число случаев, сложим все полученные величины и разделим на общее число зажиганияй N . Ввиду большого числа случаев заменим сумму интегралом. Найдем:

$$T = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} N \cdot W(t) \cdot t \cdot dt = k \int_0^{\infty} t \cdot e^{-kt} dt = t \cdot e^{-kt} + \int_0^{\infty} e^{-kt} \cdot dt = \frac{1}{k}, \quad (44)$$

т. е. среднее время запаздывания равно обратной величине константы k .

При достаточной посторонней ионизации T становится исчезающе малым, и запаздывание разряда практически устраняется, т. е. его нельзя обнаружить обычными способами измерения промежутков времени.

Если стоять на точке зрения теории Таунсенда, то запаздывание разряда должно при увеличении интенсивности посторонней ионизации все же стремиться не к нулю, а к некоторому пределу, равному наименьшему промежутку времени, необходимому для образования лавины электронов и встречной лавины ионов. При расстоянии между электродами порядка 1 см и давлении в 1 ат и при разности потенциалов между электродами порядка 30 000 В данные о «подвижности» электронов и ионов приводят (согласно подсчетам Роговского) к выводу, что для того, чтобы электрон успел пролететь от катода до анода, нужно время порядка 10^{-8} сек., а для того, чтобы положительный ион пролетел от анода до катода, нужно время порядка 10^{-3} сек. Следовательно (в этом частном случае), для образования двух встречных лавин надо время порядка 10^{-3} сек. Пройдет 10^{-3} сек. с момента наложения пробивного потенциала на электроды, когда первые электроны двинутся от катода к аноду, до того момента, когда первые ионы, двинувшиеся от анода, достигнут катода и образуют здесь столкновениями первого рода в газе и ударами о катод число электронов, достаточное для поддержания и развития самостоятельного разряда. А это и будет время запаздывания разряда или время, в которое произойдет «пробой». При «перенапряжениях», т. е. в том случае, когда между электродами наложена разность потенциалов, большая, чем потенциал зажигания разряда, скорость движения электронов и ионов будет больше, время развития лавин электронов и ионов меньше. «Зажигание» произойдет в более короткий промежуток времени.

Допустим, что на электроды накладывается не постоянная разность потенциалов, а напряжение от источника переменного тока. Если «пробойная» разность потенциалов будет существовать между электродами за такую часть периода переменного тока, которая больше, чем минимальное время развития лавины, то зажигание разряда будет происходить в каждый период тока (при симметричных электродах два раза за период в том и другом направлениях). Если же нет, то самостоятельного разряда не возникнет. При той же частоте тока можно будет помочь делу, только увеличив амплитуду переменной разности потенциалов,

наложенной на электроды. Таким образом, стоя на почве воззрений Таунсенда, мы приходим к выводу, что «потенциал зажигания» газового разряда при переменном токе не должен зависеть от частоты тока лишь до тех пор, пока период тока не достигнет порядка 10^{-4} — 10^{-5} сек. (при расстоянии между электродами порядка 1 см). Начиная с такой частоты, потенциал зажигания должен возрастать с увеличением частоты тока.

Между тем, измерения потенциала зажигания при разных частотах, произведенные в условиях, устраняющих описанное выше обычное запаздывание зажигания, т. е. произведенные при достаточно интенсивной посторонней ионизации, показали, что потенциал зажигания газового разряда остается независимым от частоты тока до частот, соответствующих периоду в 10^{-7} сек.

На это противоречие теории Таунсенда опыту впервые обратил внимание Роговский.

Чтобы выяснить вопрос более детально, Роговский снял характеристику зажигания разряда при помощи катодного осциллографа. Чтобы исключить влияние постепенного нарастания напряжения (хотя бы вследствие влияния самоиндукции цепи), Роговский пользовался «ударным возбуждением» — возбуждением искрового промежутка волной с очень крутым фронтом, бегущей по параллельным проводам, в конце которых находится испытываемый разрядный промежуток.

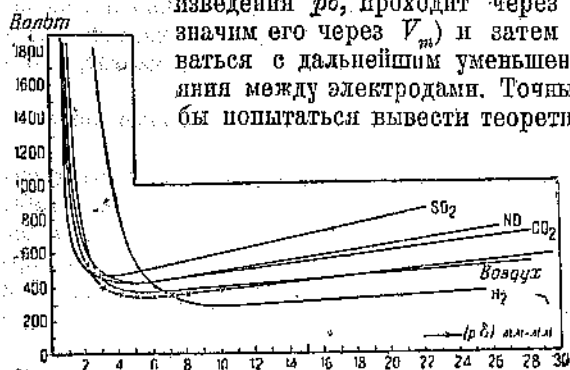
Полученные осциллограммы подтвердили, что между моментом наложения напряжения, равного «потенциалу зажигания» разряда, и моментом, когда ток пробоя достигает максимального, значения, проходит промежуток времени порядка 10^{-7} сек., причем самое возрастание тока от очень малых значений до очень больших происходит в промежутки времени порядка 10^{-9} — 10^{-8} сек.

Опыты Роговского показывают, что теория Таунсенда не в состоянии объяснить ход развития разряда во времени и что в основах этой теории надо сделать существенное изменение. Изменение это заключается, повидимому, в том, что надо отказаться от мысли, что в первый момент самостоятельного разряда поле между электродами задается исключительно потенциалами электродов, их геометрической конфигурацией и расположением и что в этот момент между электродами еще нет пространственных зарядов.

Повидимому, еще до того момента, как успели образоваться и достичь катода первые таунсендовские лавины ионов, пробой уже произойдет, потому что на некотором участке пробойного промежутка создается достаточно сильное для этого поле ^[14].

А именно, созданные первыми лавинами электронов поны представляют собой положительный пространственный заряд, достаточный, чтобы вызвать на этих промежутках нужное для разряда поле. Эта мысль нашла обоснование в приближенных расчетах нарастания пространственных зарядов при первой, второй, третьей и так далее лавинах электронов, расчетах, произведенных Гиппелем и Франком ^[17] и уточненных Капцовым ^[18], а также в приближенных выкладках Шумана и Роговского ^[15, 16], исходящих из уравнений (1) и (2), и привела Роговского к новой теории разряда ^[25, 27, 28].

§ 4. Зависимость потенциала зажигания от различных условий. На фиг. 127 приведены кривые, выражающие зависимость потенциала зажигания газового разряда при плоских электродах от произведения $p\delta$ для различных газов. Кривые эти взяты из книжки Шумана «Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen». По оси абсцисс отложено произведение давления газа, в мм Hg на расстоянии между электродами в мм. По оси ординат — потенциал зажигания в вольтах V_z . Как видно из этих кривых, если начать рассмотрение с больших давлений или больших расстояний между электродами, V_z уменьшается при уменьшении произведения $p\delta$, проходит через некоторый минимум (обозначим его через V_m) и затем круто начинает увеличиваться с дальнейшим уменьшением давления или расстояния между электродами. Точный ход кривой можно было бы попытаться вывести теоретически, основываясь на условии (19), если бы была известна функциональная зависимость α и β от напряженности поля для каждого газа, к сожалению, ничего кроме эмпирических формул, охватывающих сравнительно небольшие интервалы и подчас полученных экстраполяцией, в нашем



Фиг. 127.

распоряжении в этом отношении не имеется. Качественно ход кривой объясняется следующим образом. Пусть δ постоянно, и меняется давление газа p . При переходе от больших давлений к малым при одном и том же поле увеличивается длина свободного пути электрона в газе, а потому, с одной стороны, на расстоянии каждого свободного пробега электрон, в среднем, проходит большую разность потенциалов, и вероятность ионизации при столкновении увеличивается, но зато, с другой стороны, при меньшем давлении уменьшается число самих столкновений электрона с молекулами газа на пути в 1 см, пройденном электроном в направлении от катода к аноду. Таким образом при уменьшении давления действуют как бы одновременно две причины: одна увеличивает коэффициент α , другая его уменьшает. При переходе от больших давлений до давления, соответствующего V_m , преобладает первая причина — увеличение энергии, которой электрон обладает при каждом столкновении. При дальнейшем уменьшении p преобладает вторая причина — уменьшение самого числа столкновений.

Рассмотрим теперь случай, когда p постоянно и меняется δ — расстояние между электродами. При уменьшении этого расстояния, с одной стороны, увеличивается напряженность поля E , так как в случае плоских электродов $E = \frac{V}{\delta}$. Это влечет за собой возрастание коэффициента α . С другой стороны, при уменьшении расстояния δ уменьшается пространство, находящееся в распоряжении идущей от катода к аноду лавины, необходимое для ее развития. Благодаря атому возникает менее

мощная встречная лавина, и число электронов, образуемых около катода встречной лавиной понов, с уменьшением δ при прочих равных условиях уменьшается. А так как от этого числа зависит пробой, то при меньшем δ требуется увеличение поля E , чтобы скомпенсировать это уменьшение путем увеличения коэффициентов α , β и γ . Таким образом и в этом случае мы имеем одновременное действие двух условий и в результате появление минимума пробивного напряжения.

Теория Таунсенда, взятая в своей первоначальной форме, т. е. учитывая лишь образование электронов и ионов внутри газа и оставляя совершенно в стороне вопрос о выделении электронов из катода под действием ударов положительных ионов, приводит к выводу о независимости потенциала зажигания самостоятельного разряда от материала электродов. Дальнейшее видоизменение теории, предпринятое самим Таунсендом, вводящее коэффициент γ , характеризующий образование электронов на катоде под действием положительных ионов, приводит к существованию этой зависимости. Однако до сравнительно недавнего времени (1921 г.) экспериментально такая зависимость наблюдалась не была. Найдена она была впервые для благородных газов аргона и неона Гольстом и Остерюйи^[19, 20]. Именно оказалось, что щелочные и щелочноземельные металлы, обладающие малой работой выхода, уменьшают потенциалы зажигания благородных газов, если из них сделать или ими покрыть катод. Этим в настоящее время пользуются в технике при изготовлении ламп газового разряда, рассчитанных на употребление в сетях низкого напряжения. Как пример можно указать, что для неона при угольных электродах $V_m = 180$ В, при натриевом катоде $V_m = 85$ В.

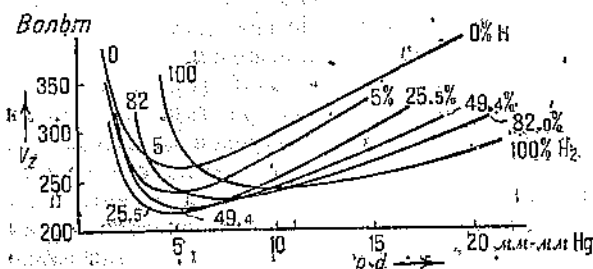
Как показали дальнейшие исследования Неумана^[21], при больших давлениях (порядка атмосферы) ионизация в самом газе преобладает над образованием электронов ударами + ионов о катод; при малых давлениях, наоборот, процесс выделения электронов из катода под ударами ионов играет в явлении разряда большую роль, чем ионизация положительными ионами в самом газе. Поэтому оказывается, что при больших давлениях V_g от материала электродов не зависит; при малых же давлениях такая зависимость существует.

Зависимость коэффициентов α , β и γ , а следовательно, и искрового потенциала V_g от природы газа определяется родом столкновений электронов с молекулами данного газа, т. е. тем, насколько эти столкновения «упруги», насколько электрон при столкновении сохранил свою кинетическую энергию. Если электроны, в среднем, теряют в одном газе при столкновениях, при которых они еще не достигли скорости, достаточной для ионизации, долю энергии, большую, чем в другом, то при прочих равных условиях для пробоя в первом газе нужно большее напряжение поля, чем во втором. Другим важным фактором является ионизационный потенциал газа. Вполне понятно, что чем больше ионизационный потенциал, тем выше при прочих равных условиях V_g .

Когда имеем в разрядной трубке смесь двух газов, то V_g никоим образом нельзя вычислять из концентрации смеси, по правилу смешения. В смеси возникают новые сложные явления, часто вовсе не имеющие места в чистых компонентах ее. Для иллюстрации приводим кривые

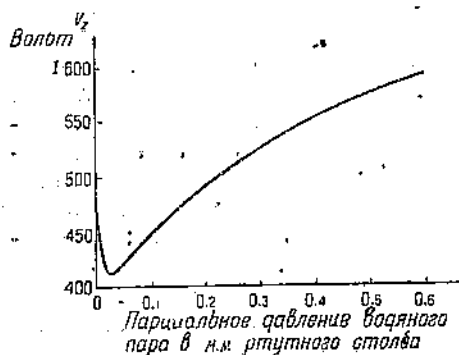
$V_* = f(p\delta)$ (фиг. 128) для смесей водорода и азота, взятые из работы Фрея^[22].

Мы видим, что при некоторых условиях водород понижает потенциал зажигания смеси, при других — повышает. V_m для смеси, содержащей 25,5% H_2 , меньше, чем V_m для чистого водорода или чистого азота.



Фиг. 128.

На фиг. 129 представлена зависимость V_z (для воздуха) от присутствия небольших количеств водяного пара по работе Мейера^[23]. Кривая относится к расстоянию $\delta = 4,93$ мм между плоскими электродами и к давлению воздуха 2,95 мм Hg. Как видно из кривой, при этих условиях уменьшение количества водяного пара, содержащегося в воздухе, приводит сперва к уменьшению V_z , но затем, при дальнейшей осушке воздуха, V_z начинает снова увеличиваться. Объяснение этих фактов находят в том, что, сталкиваясь с молекулами воды, а также с молекулами других электроотрицательных газов (например кислорода), электроны способны «прилипать» к ним и образовать тяжелые отрицательные ионы. Эти тяжелые ионы могут представлять собой (как показывают измерения их подвижности) соединения электронов даже не с одной, а с целым комплексом молекул. Такие тяжелые отрицательные ионы движутся медленно, и понижающая их способность ничтожна. Их появление уменьшает число электронов, активно участвующих в образовании лавины, и затрудняет пробой. Этим объясняется возрастающая ветвь кривой Мейера. Уменьшение V_z при



Фиг. 129.

наличии очень небольших примесей водяного пара по сравнению с чистым воздухом Фрей объясняет разложением водяного пара с образованием водорода, который, согласно наблюдениям Фрея, уменьшает V_z азота. Это последнее обстоятельство, в свою очередь, объясняется появлением путем ионизации свободных протонов, приобретающих в поле, благодаря своей малой массе, большие скорости и потому обладающих большой ионизационной способностью при столкновениях.

Несколько иные явления наблюдал Пеннинг^[24, 25] в неоне и аргоне. Пеннинг установил, что присутствие в неоне небольшого количества аргона понижает потенциал зажигания разряда на большую

или меньшую величину в зависимости от количества аргона. Точно так же влияет присутствие ртутных паров в неоне или в аргоне. Пеннинг дает следующее объяснение наблюдаемым им явлениям. Атомы неона могут существовать в метастабильном состоянии, требующем для своего возбуждения потенциала в $V_{мет}$ вольт. Допустим, что при столкновениях в чистом неоне электроны обладают скоростями, большими $V_{мет}$, но меньшими, чем ионизационный потенциал неона. В таком случае ионизация газа в трубке не произойдет, лавины электронов и ионов образовываться не будут, и пробой не произойдет, но в газе будет находиться некоторое количество метастабильных атомов. Подсчет показывает, что вероятность столкновения такого метастабильного атома с новым электроном слишком мала, чтобы, благодаря таким столкновениям произошла заметная ионизация газа. Но если в том же газе есть атомы примеси, ионизационный потенциал которой ниже, чем $V_{мет}$ основного газа, то при столкновениях метастабильных атомов неона или аргона с атомами примеси может произойти соударение второго рода. Метастабильный атом передаст свою энергию возбуждения атому примеси и таким путем ионизирует его. Таким образом при напряжении поля, достаточном лишь для приведения основного газа в метастабильное состояние и недостаточном для его ионизации, ионизация появится в результате присутствия примеси, и V_z окажется ниже, чем для чистого газа. Эта теория Пеннинга подтверждается тем, что в его опытах примеси, имеющие $V_i < V_{мет}$, производят понижение V_z , примеси, имеющие $V_i > V_{мет}$, такого понижения не производят. Кроме того, все обстоятельства, способствующие уменьшению времени жизни метастабильных атомов, потенциал зажигания смеси увеличивают, и наоборот. Вопрос о понижении или повышении V_z различных чистых газов при наличии в них небольших количеств тех или иных примесей экспериментально изучен еще весьма мало. В значительной степени открытым остается вопрос, в каких случаях имеют место лишь процессы, указанные Пеннингом, или лишь образование тяжелых ионов или протонов, и не следует ли искать еще других элементарных процессов для объяснения понижения или повышения V_z в газе с примесями. Например, наличие в газе метастабильных атомов увеличивает число выделяющихся с поверхности катода электронов путем процесса, имеющего место при ударе метастабильных атомов о катод. Атомы примеси могут ионизироваться или даже просто возбуждаться при столкновениях с метастабильными атомами основного газа и тем уменьшать их число и вызываемый ими на катоде эффект.

То сильное влияние, которое оказывает на потенциал зажигания газа присутствие незначительного количества посторонней примеси, очень сильно затрудняет определение потенциала зажигания чистых газов. Некоторые исследователи находят, что чем меньше количество посторонней примеси, тем неопределеннее результаты измерений V_z . Фрей [22] констатировал это по отношению к азоту. Леви [29] — по отношению к гелию. Поэтому и всеми цифрами, приводимыми в качестве потенциалов зажигания для «чистых» газов, надо пользоваться с осторожностью. При исследовании явлений разряда по той же причине во мно-

гих случаях целесообразнее иметь дело с газом, подвергнутым хотя бы и не вполне совершенной, но зато определенной очистке, чем стремиться работать с «возможно более чистым» газом.

Нельзя не указать на практическое значение влияния примесей на V_z в технике изготовления газосветных ламп. Эти вопросы имеют то же значение, что понижение зажигания благодаря выбору материала катода. В случае, когда «пробой» нежелателен, примесь, понижающая V_z , может оказаться вредной. Пример: короткое замыкание в газополных лампах накаливания и его устранение путем прибавления азота к аргону в лампах.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ.

Тлеющий разряд.

§ 1. Характерные признаки и составные части тлеющего разряда. Отличительным признаком тлеющего разряда является совершенно определенное распределение потенциала в газе, характеризующееся так называемым катодным падением, т. е. изменением потенциала порядка нескольких сотен вольт вблизи катода (а именно на протяжении от катода до так называемого отрицательного тлеющего свечения). Это распределение потенциала обусловлено типичным для тлеющего разряда расположением пространственных зарядов. Следствием этого распределения является поток быстро движущихся положительных ионов, бомбардирующих катод, и выделение под действием ударов ионов числа электронов, достаточного для поддержания разряда. От таунсендовского разряда тлеющий разряд отличается тем, что поле в трубке обусловлено пространственными зарядами; от дугового разряда — существованием большого катодного падения потенциала и тем, что главная причина выделения электронов из катода — удары $+$ ионов о катод, тогда как в дуговом разряде этой причиной является в простейшем случае термоионная эмиссия накаливаемого катода, а в других — некоторые более сложные явления.

Характерное для тлеющего разряда распределение потенциала имеет своим следствием также характерный внешний вид разряда с несколькими различными частями. Эти части разряда следующие:

1. На самой поверхности катода виден тонкий светящийся слой газа (светящаяся пленка), называемый *первым катодным свечением* или *катодной светящейся пленкой*. В настоящее время можно считать установленным, что катодная пленка не лежит непосредственно на катоде, а отделена от него темным слоем, обычно чрезвычайно тонким. Этот слой впервые был наблюден Астоном при разряде в гелии и водороде и назван *темным астоновым пространством*.

2. За катодной светящейся пленкой следует *темное кружково пространство*; немцы называют его *темным инторфовым пространством*.

3. Темное кружково пространство резко переходит в *отрицательное тлеющее свечение*, иногда называемое просто *тлеющим свечением* (negatives Glimmlicht или просто Glimmlicht). Последнее название «глим-милхт» для краткости иногда применяется и в русском тексте.

Резкая граница тлеющего свечения существует только со стороны катода (Glimmsaum).

В противоположную от катода сторону сила света тлеющего свечения постепенно ослабевает и постепенно переходит в так называемое 4. *Фарадеево темное пространство*.

Все четыре перечисленные части разряда называются катодными частями разряда и тесно связаны с катодом. В них сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания разряда.

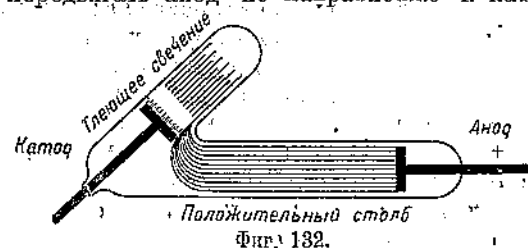
5. Следующая за фарадеевым темным пространством часть разряда называется «остовом» разряда (Rumpf). В более или менее узких трубках остов разряда представляет собой столб конденсированного светящегося газа и называется *положительным свечением*, или *положительным столбом* разряда (positive Säule). Обычно «положительный столб» простирается до самой поверхности анода.

6. При некоторых условиях между положительным столбом и анодом видно *темное анодное пространство*, а на самой поверхности анода

7. Анодное свечение или анодная светящаяся пленка.

Если в трубке, в которой происходит тлеющий разряд, постепенно передвигать анод по направлению к катоду, то катодные части разряда остаются неизменными по своей величине и расположению вплоть до грани-

цы положительного столба. При передвижении анода лишь уменьшается длина положительного столба (фиг. 130), пока этот столб не исчезнет совершенно.



Фиг. 132.

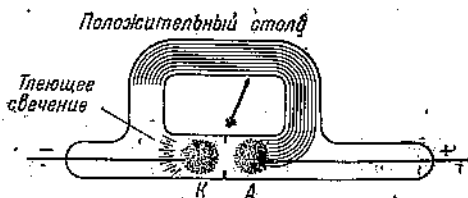
Затем при дальнейшем приближении анода к катоду укорачивается длина темного фарадеева пространства и, наконец, тлеющего свечения, причем положение резкой границы этого свечения со стороны катода остается неизменным. Наконец, когда расстояние от этой границы до анода делается порядка десятых долей миллиметра, при дальнейшем приближении анода к катоду тлеющий разряд прекращается.

Если анод остается неподвижным, а передвигается катод по направлению к аноду, то все катодные части разряда вплоть до границы положительного столба передвигаются вместе с катодом, оставаясь неизменными по своим размерам и взаимному расположению; положительные части, а вслед за ними и фарадеево темное пространство постепенно как бы «сбегают» анодом (фиг. 131).

Если катод в трубке поворачивать, то вместе с ним поворачиваются и все катодные части, сохраняя неизменным свое положение относительно поверхности катода (фиг. 132). Если при этом вращении в трубке не окажется места для темного кружкового пространства и начала тлеющего свечения (например, в узкой трубке при защищенной диэлектриком боковой поверхности катода), то тлеющий разряд совершенно прекращается.

Положительный столб в своей форме следует форме трубки, независимо от расположения катода и анода и формы их поверхности (фиг. 132).

Если расстояние между катодом и анодом меньше, чем нужно, чтобы поместилось темное кружковое пространство и начало тлеющего свечения, то вместе с тем в трубке можно найти более длинный путь от катода до анода, то тлеющий разряд выбирает более длинный путь (Behinderte Entladung — «затрудненный разряд») (фиг. 133).



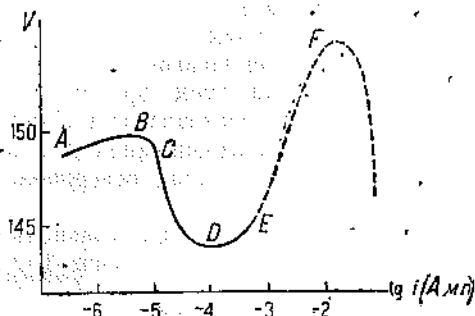
Фиг. 133.

Положительный столб иногда разделяется на отдельные чередующиеся светлые и темные части. В этом случае разряд называется *слоистым разрядом*.

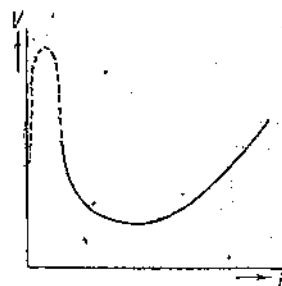
§ 2. Переход от тихого разряда к тлеющему и от тлеющего к дуговому. Характеристика тлеющего разряда. Распределение потенциала. Если на электроды трубки наложить «потенциал зажигания», то обычно появляется тлеющий разряд или дуговой, в зависимости от давления газа и от условий внешнего контура. Согласно теории зажигания разряда Таунсенда, в этом случае сперва появляется тихий разряд, и затем этот тихий разряд весьма быстро переходит в тлеющий разряд. Однако, если включить в цепь достаточно большое сопротивление, то можно сделать устойчивыми и наблюдать также и переходные стадии разряда. Если наложить на трубку при очень большом внешнем сопротивлении потенциал, равный потенциалу зажигания, и затем постепенно уменьшать сопротивление контура, то возникает прежде всего свечение у анода. При дальнейшем уменьшении внешнего сопротивления и вызванном этим уменьшением возрастании силы тока свечение расширяется к стороне катода. В то же время около катода появляются светлые и темные слои, пока, наконец, вся картина не переходит в обычное чередование светлых и темных частей, характерное для тлеющего разряда.

Если уменьшать дальше внешнее сопротивление, то при подходящих условиях (давление, плотность тока) нагревание катода настолько усиливается, что начинается заметная термоионная эмиссия катода.

Величина «катодного падения» начинает уменьшаться, сила тока возрастает и, наконец, и то и другое достигает величина, характерных для дугового разряда. Вместе с этим переходом сперва суживается и затем пропадает темное круговое пространство, исчезает также и первое катодное свечение, и остается темное пространство. Характе-



Фиг. 134.



Фиг. 135.

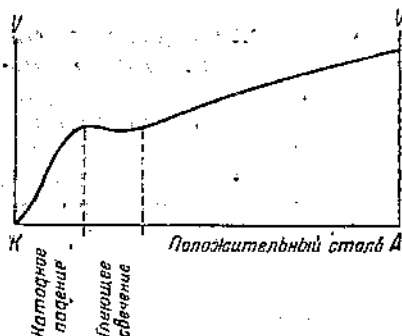
ристика переходной от таунсендовского разряда стадии и характеристика тлеющего разряда имеют вид, изображенный на фиг. 134 (логарифмическая шкала) и на фиг. 135.

Часть кривой *AB* (фиг. 134) соответствует таунсендовскому разряду от *B* до *C* — переходная стадия разряда, от *C* через *D* и *E* до *F* — тлеющий разряд.

При переходе к дуге после точки *F* вместе с усилением тока вновь начинает падать напряжение на клеммах разрядной трубки, и харак-

теристика снова делается падающей. Падающей характеристикой как раз и объясняется трудность стабилизации переходных форм разряда.

В начале тлеющего разряда от точки *C* до *D* характеристика падающая, потому что, как мы увидим далее, при малых силах тока катодное падение остается постоянным, между тем как градиент в положительном столбе уменьшается с увеличением плотности тока. Поэтому и вся разность потенциалов между электродами, складывающаяся из катодного падения и падения потенциала в положительном



Фиг. 136.

столбе, уменьшается с увеличением силы тока в разрядной трубке. С переходом к так называемому «аномальному» катодному падению катодное падение начинает увеличиваться с увеличением силы тока, притом в большей степени, чем уменьшается градиент потенциала в положительном столбе; поэтому в дальнейшем характеристика становится вновь возрастающей до начала заметной термодонной эмиссии катода.

Что касается общего распределения потенциала в трубке при тле-

ющем разряде, то это распределение можно охарактеризовать в общих чертах кривой фиг. 136.

§ 3. Астоново темное пространство. Первое катодное свечение. Круксово темное пространство. До недавнего времени темное астоново пространство было наблюдеено лишь в водороде, гелии и неоне и не считалось необходимой частью тлеющего разряда в любом газе. Ошибочно также считалось установленным первоначальными наблюдениями Астона^[1,2], что толщина темного астонова пространства не зависит от давления газа, вопреки тому, что известно относительно других частей тлеющего разряда. В последнее время Гюнтершульце и Келлеру удалось произвести ряд новых наблюдений над астоновым темным пространством. В гелии это пространство исследовалось путем проектирования всего разряда в натуральную величину на экране и фиксирования этого изображения на фотографической пластинке. В неоне, аргоне, водороде, азоте, кислороде, криптоне и ксеноне ширина астонова пространства при разных давлениях определялась визуальным путем, причем бралась средняя величина из отчетов трех различных наблюдателей. Ширина темного астонова пространства оказалась обратно пропорциональной давлению паравне с шириной круксова темного пространства (произведение давления p на ширину d есть величина постоянная). Что касается зависимости ширины d темного астонова пространства от природы металла катода, то Гюнтершульце и Келлер^[3,4] не наблюдали такой зависимости для сплава магния, «электронеметалл», для Al, Si и Zn. Наблюдаемые ими отклонения до 12%, они не считают выходящими из пределов возможных ошибок наблюдений их опыта. Лишь для железа получилось увеличение d на 35%.

Исследованиями Косселя^[5], определявшего распределение потенциала в непосредственной близости от катода, установлено, что разность потенциалов между катодом и первой катодной пленкой, отделенной от катода темным астоновым пространством, соответствует в Не потенциалу возбуждения излучаемой катодной пленкой спектральной линии, а в водороде, во всяком случае, того же порядка величины, как и этот потенциал. Отсюда Гюнтершульце заключает, что участвующие в разряде электроны покидают катод с очень незначительными скоростями и, пробегая темное астоново пространство, получают необходимую для возбуждения газа скорость. Положительные ионы при малых катодных падениях не могут произвести возбуждения газа в астоновом темном пространстве столкновениями первого рода. При больших скоростях $+ионов их столкновения приводят к исчезновению темного астонова пространства. Так, при катодном падении в 1000 В в гелии темное астоново пространство начинает светлеть и совершенно пропадает при катодном падении в 2000 В.$

Работая с катодом, содержащим магний, Гюнтершульце и Келлер наблюдали появление в темном астоновом пространстве светлой зеленой полосы, разделяющей астоново пространство на две неравные части и излучающей свет длины волны зеленой линии магния 5172 Å (фиг. 137). Расстояние этой полосы и ее ширина были обратно пропорциональны

давлению газа. Объясняется появление этого свечения возбужденным свечением паров магния толчками электронов. Положение зеленой полосы и величины потенциала возбуждения линии $5172 \text{ \AA}$ это, предположение, оправдывают. Наконец, Гюнтершульце и Келлеру удалось проследить изменение ширины темного астонова пространства при изменении, поля около катода искусственным путем. Всеми этими опытами можно считать в настоящее время природу астонова пространства установленной не хуже, чем других частей разряда.

Первое катодное свечение представляет собой светящийся тонкий слой газа, соприкасающийся с темным астоновым пространством. Со стороны темного круковского пространства первое катодное свечение имеет несколько размытую границу. По цвету первое катодное свечение всегда отличается от «отрицательного тлеющего свечения», и притом всегда в смысле преобладания световых излучений с большей длиной волны и, следовательно, с меньшей энергией возбуждения. Если поверхность катода не целиком покрыта первым катодным свечением, то, как показали опыты с разделенными на отдельные части катодами, разрядный ток идет только через ту часть поверхности катода, которая покрыта свечением.

Фиг. 137.

1—катод, 2—астоновое темное пространство, 3—зеленая полоса ($\lambda = 5172 \text{ \AA}$), 4—продолжение астонова пространства, 5—первое катодное свечение, 6—круковское темное пространство.

Темное круковское пространство не представляет собой слоя газа, совершенно не излучающего света (как астоново пространство). Круковское пространство кажется нам темным по контрасту с ярким тлеющим свечением. На самом деле оно излучает некоторые спектральные линии. Так как граница тлеющего свечения, по большей части, довольно резкая, то ширина темного круковского пространства может быть установлена довольно точно. Все же эффекты световых контрастов вносят в оптические определения этой ширины некоторую ошибку. Пользуясь другим методом, определяют ширину темного круковского пространства, как расстояние от катода до такой точки в разряде, в которой градиент поля имеет минимум. Разность между определенными двумя этими методами величинами ширины круковского пространства достигает 15% .

Что касается зависимости ширины темного круковского пространства от давления, то в настоящее время установлено, что при прочих равных условиях между этой шириной d и давлением газа p существует соотношение:

$$p \cdot d = d_0 = \text{const.} \quad (1)$$

Для d_0 можно привести такую таблицу (см. табл. 1 на стр. 275).

Равенство (1) показывает, что при одном и том же катоде и одном и том же газе на ширину темного круковского пространства приходится одно и то же число средних свободных пробегов электронов в данном газе.

Наблюдавшиеся ранее кажущиеся отступления от формулы (1) объясняются тем, что не учитывалось нагревание катода и газа и происходившее отсюда изменение плотности газа [6].

Таблица 1

Газ	Катод из Al	Катод из Fe
He	1,32	1,66
Ne	0,637	0,732
Ar	0,285	0,356
N ₂	0,305	0,419
H ₂	0,724	0,900
O ₂	0,237	0,311

Что касается зависимости от силы тока, то ввиду того, что при нормальном катодном падении (т. е. в случае, когда еще не вся поверхность катода покрыта свечением) плотность тока не зависит от силы тока, ширина темного кружкового пространства в этом случае также не зависит от силы тока. При полном покрытии катода свечением, т. е. при так называемом аномальном катодном падении, ширина темного кружкового пространства уменьшается с увеличением плотности тока, а также с увеличением давления газа, примерно, по формуле Астопа:

$$d = \frac{a}{\sqrt{i}} + \frac{b}{p}, \quad (2)$$

где i — сила тока через трубку, p — давление газа, a и b — константы.

§ 4. Закон Гелля. Нормальное и аномальное катодное падение потенциала. Если вследствие большого внешнего сопротивления сила тока в тлеющем разряде невелика, то имеет место закон Гелля, а именно: поверхность катода, покрытая свечением и, следовательно, принимающая участие в явлении разряда, пропорциональна силе тока в трубке, так что при увеличении или уменьшении силы тока плотность тока остается постоянной. Вместе с тем остается постоянным и катодное падение потенциала. Это катодное падение называется *нормальным катодным падением* и почти не зависит от давления газа. Тщательные исследования показали, однако, что с уменьшением давления нормальное катодное падение несколько увеличивается. Это увеличение очень незначительно в случае благородных газов (гелий — 3% при изменении давления от 14 до 0,5 мм Hg), напротив, в водороде и азоте наблюдается при низких давлениях увеличение нормального катодного падения до 50%. Для давления такого порядка, при котором обычно наблюдают тлеющий разряд, нормальное катодное падение является постоянным и характерным для каждой комбинации: данный материал катода и данный газ.

С того момента, как при увеличении тока вся поверхность катода покрыта свечением, катодное падение начинает возрастать с дальнейшим увеличением силы и плотности тока. В этом случае, катодное падение называется *аномальным катодным падением*.

В отношении того, что собственно считать за катодное падение потенциала, существует такая же условность, как и в отношении ширины темного кружкова пространства. Некоторые исследователи, определяя катодное падение, измеряли разность потенциалов между катодом и резкой границей тлеющего свечения; другие — между катодом и точкой в тлеющем свечении, в которой градиент поля имеет минимум, и, наконец, третьи — между катодом и концом тлеющего свечения. Разница в величине катодного падения при таком различном определении этого понятия доходит до 25%; эту разницу необходимо принимать во внимание и корректировать при составлении катодного падения в разных газах и в случае различных электродов.

Табл. 2 содержит данные о нормальном катодном падении в вольтах для некоторых комбинаций газ — электрод ¹⁾.

Эти числовые данные относятся к разности потенциалов катод — граница тлеющего свечения.

Таблица 2

Материал катода	Воздух	O ₂	H ₂	N ₂	He	Ne	Ar	Hg
Na	—	—	185	178	80	75	—	—
K	—	—	94	170	59	68	64	—
Cu	252	—	214	208	177	—	181	—
Ag	279	—	216	233	162	—		—
Au	285	—	247	233	—	—		—
Mg	224	310	153	188	125	94	119	—
Zn	277	354	184	216	143	—	119	—
Cd	256	—	200	213	—	—	119	—
Hg	—	—	270	266	142,5	—	—	340
Al	239	311	171	179	141	120	100	—
Sn	262	—	226	216	—	—	123,5	—
Pb	207	—	223	210	—	—	124	—
Sb	269	—	251	225	—	—	135	—
Bi	272	—	240	210	137	—	135	—
Fe	269	343	198	215	161	—	131	389
Ni	226	—	211	197	—	—	131	—
Pt	277	364	276	216	160	152	131	340

Нормальное катодное падение чрезвычайно чувствительно зависит от чистоты газа; в особенности сильно влияют следы водяного пара. Чистота поверхности катода также отзывается на величине нормального катодного падения. Так как состояние поверхности катода может меняться во время самого разряда вследствие процесса распыления, а также вследствие химических реакций между газом и веществом катода, то наблюдаются случаи изменения нормального катодного падения со временем. Вследствие неодинаковой чистоты поверхности во всех точках наблюдаются также случаи неравномерного распределения

¹⁾ Таблица представляет собой выборку из таблицы, приведенной в книге *Wien und Harms, Handbuch der Experimentalphysik*, т. XIII, ч. 3, стр. 350.

разряда по поверхности катода. Примеси в материале катода также оказывают влияние на катодное падение, как показывают следующие цифры, относящиеся к ртути (нормальное катодное падение).

Таблица 3

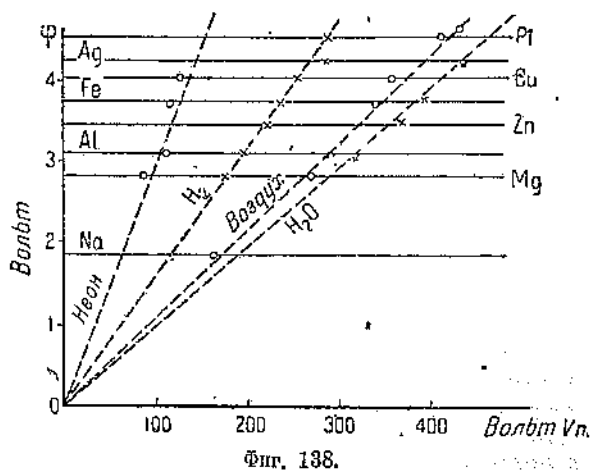
Примесь в %		Катодное падение в вольтах	Примесь в %		Катодное падение в вольтах
Na	0	270	Ca	0	270
	0,0059	250		0,00012	206
	0,048	196		0,00025	202
	25	190		0,001	205

Есть наблюдения, указывающие на влияние степени обезгаживания поверхности катода.

Температура катода не оказывает влияния на нормальное катодное падение, пока не возникает заметной термоионной эмиссии и если не происходит каких-либо побочных явлений.

В смесях различных газов катодное падение, за некоторыми исключениями, не следует правилу смешения, так что катодное падение смеси бывает и ниже и выше катодного падения каждой составной части смеси в отдельности.

При стационарном разряде с поверхности катода должно выделяться количество электронов, как раз достаточное для поддержания разряда. Выделение электронов с катода зависит от скорости положительных ионов, ударяющихся о катод, и, следовательно, от величины катодного падения. Таким образом величина катодного падения определяется условием стационарности режима разряда. С другой стороны, это выделение электронов также зависит от строения вещества катода и действующих на границе катода электрических полей; поэтому естественно искать связь между величиной катодного падения и фотоэлектрическими и термоионными свойствами катода, а также положением вещества катода в периодической системе элементов. Действительно, параллелизм в этом отношении наблюдается. Особенно рельефно, как показывает диаграмма фиг. 138, выступает параллелизм между катодным падением и «работой выхода».



Фиг. 138.

По оси абсцисс здесь отложено нормальное катодное падение V_n ; по оси ординат — «работа выхода» φ в вольтах. Как видно из диаграммы, точки, относящиеся к определенному газу, довольно хорошо ложатся на прямую линию, проходящую через начало координат. Таким образом V_n оказывается пропорциональным работе выхода φ :

$$V_n = c\varphi, \quad (3)$$

где c — некоторая константа, характерная для данного газа. Величину этой константы для разных газов дает следующая таблица:

Таблица 4

Ne	Ne	Ar	N ₂	H ₂	H ₂ O
43,5	$\left. \begin{array}{l} 44,9 \\ 41,5 \end{array} \right\}$	45,8	67,1	68,5	103,9

Что касается аномального падения потенциала V_a , возрастающего с увеличением плотности тока, то зависимость V_a от силы тока и от давления может быть представлена следующей формулой:

$$V_a = V_n + \frac{k}{p} (j - j_n)^{1/2}, \quad (4)$$

где V_n — нормальное катодное падение, p — давление газа, j_n — плотность тока при нормальном катодном падении, j — наблюдаемая плотность тока, k — константа.

§ 5. Распределение поля у катода. Световое излучение катодных частей. Механические силы на катоде. Из ряда работ, пытавшихся определить распределение поля в области катодного падения, следует, что напряжение поля, в грубых чертах, наибольшее у катода и уменьшается в сторону тлеющего свечения; в области последнего напряжение поля имеет минимум. При этих исследованиях применялись простые зонды, наблюдения отклонения в поле разряда пучков катодных лучей, направленных перпендикулярно к полю и параллельно полю, а также измерения эффекта Штарка (расщепление спектральных линий в электрическом поле). К сожалению, последний метод, не искажающий поля введением посторонних тел или пучка электронов, применим лишь при сильных полях и, следовательно, лишь в случае аномального катодного падения.

Приводим на фиг. 139 кривую распределения напряжения поля, снятую этим последним способом, и вытекающую отсюда кривую распределения пространственных зарядов.

Из неправильного предположения, что первое катодное свечение лежит на поверхности катода, выводили заключение, что, в непосредственной близости катода существует «катодный скачок потенциала», т. е., что, помимо катодного падения, во всем кружковом пространстве,

около самого катода, существует чрезвычайно резкое, почти что прерывное изменение потенциала, вследствие чего электроны имеют большую скорость непосредственно по выходе из катода. Вестфаль наблюдал «катодный скачок» в размере 100 V при помощи обычных зондов. Кроме того, он измерял путём отклонения в магнитном поле скорость электронов в непосредственной близости от катода и находил отсюда величину «катодного скачка» от 0,275 до 0,7 всей величины катодного падения. Но измерения Вестфалья относятся к оксидному катоду и не подтверждаются в других случаях, так что «катодный скачок», как общее правило, места не имеет (исследования Косселя). Это вполне вяжется с существованием темного астонова пространства при разряде во всех газах.

Говоря о поле вблизи катода, необходимо заметить, что, как установлено экспериментально, даже при плоском катоде эквипотенциальные поверхности не представляют собой параллельных катоду плоскостей. Это, конечно, вносит значительные осложнения при измерении градиентов вблизи катода и при их истолковании.

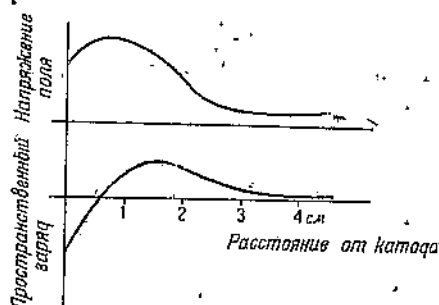
Каждой комбинации вещества катода с газом соответствует не только определенное нормальное катодное падение потенциала, но и определенная при прочих равных условиях плотность тока. Зависимость этой плотности тока j_n от давления газа p можно выразить следующей формулой:

$$j_n = a \cdot p^b. \quad (5)$$

Показатель b в значительной степени зависит от формы катода. При плоском катоде $b=2$, что сходится с теоретическими соображениями, основанными на применении закона подобия в газовых разрядах. При цилиндрических и сферических катодах наблюдается зависимость j_n от радиуса кривизны катода. В некоторых случаях установлена зависимость коэффициентов a и b формулы (5) от этих радиусов.

Как уже было упомянуто выше, темное кружково пространство кажется темным лишь по контрасту со светлым тлеющим свечением, а на самом деле также излучает некоторое количество света. Спектральные исследования излучения темного кружкового пространства и тлеющего свечения с одновременным фотометрированием показали, что излучаемые линии в обоих случаях, примерно, те же, с более или менее резким переходом интенсивности свечения отдельных линий от темного пространства к тлеющему свечению. Наиболее постепенен этот переход в чистых благородных газах: резкая граница тлеющего свечения в этом случае почти совершенно исчезает. Наоборот, в электроотрицательных газах (кислород, вод) переход от темного пространства к тлеющему свечению всегда весьма резкий.

Вместе с тем спектральные исследования показали, что граница



Фиг. 139.

тлеющего свечения (Glimmsaum) занимает различное положение по отношению к катоду для лучей различной цветности, так что, например, в случае водорода можно говорить о границе красного свечения и о границе синего свечения. При этом считается установленным, что граница свечения тем дальше лежит от катода, чем меньше потенциал возбуждения данной спектральной линии или, при несколько иной формулировке, чем меньше оптимальный потенциал возбуждения (т. е. потенциал, соответствующий наибольшей вероятности возбуждения атома при соударении первого рода). В некоторых смесях различных газов наблюдаются и отступления от этого правила.

Второй установленный экспериментально закон относится к интенсивности светового излучения темного кружкова пространства и гласит: разница в интенсивности свечения в тлеющем свечении и темном кружковом пространстве тем больше, чем меньше потенциал возбуждения данной спектральной линии.

Температура газа около катода выше, чем где-либо в другой точке разряда. Эта высокая температура вызывает уменьшение плотности газа около катода. В большинстве старых исследований тлеющего разряда уменьшение плотности газа около катода в расчет не принималось, и это обстоятельство является, повидимому, главной причиной разногласий в установленных разными исследованиями закономерностях (в отношении плотности тока, ширины темного пространства и т. д.). Чтобы исключить это обстоятельство, усложняющее условие опыта, катод делают с водяным охлаждением. В общем, температура газа и катода тем выше, чем больше мощность разряда у катода (произведение плотности тока на катодное падение).

Так как катод заряжен отрицательно, а впереди него находится в разряде густой слой положительного пространственного заряда, то на катод в разрядной трубке всегда действуют довольно значительные механические силы. Действие этих электростатических сил усложняется проявлением аэродинамических сил вследствие образования течений в неравномерно нагретом газе. Если исключить возможность образования огнивающих катод течений, устроив катод так, чтобы он заполнял всю трубку по ее ширине, то действующая в этом случае одна лишь электростатическая сила выразится так:

$$K = \frac{E^2}{8\pi}. \quad (6)$$

Экспериментальная проверка этой формулы показала, что:

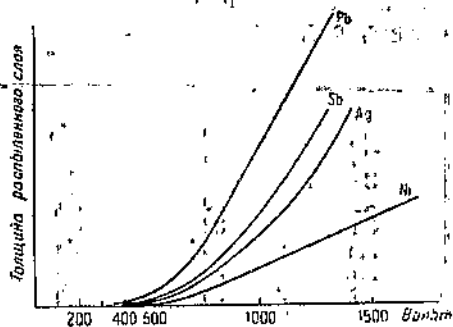
1. Определенное из формулы (6) напряжение поля в непосредственной близости катода больше, чем «среднее» напряжение поля, полученное делением катодного падения на ширину темного кружкова пространства. Это обстоятельство вполне согласуется с представлением о постепенном увеличении напряжения поля при приближении к катоду.

2. В случае нормального катодного падения сила K возрастает пропорционально плотности тока и, следовательно, примерно, пропорционально квадрату давления. Составление этого обстоятельства с формулой (6) показывает, что напряжение поля около катода, судя по этому, возрастает пропорционально давлению газа.

3. В случае аномального катодного падения сила J возрастает медленнее, чем пропорционально плотности тока.

§ 6. Катодное распыление. Из явлений, происходящих на катоде, весьма важным практически является процесс *катодного распыления*, при котором материальные частицы катода летят во все стороны, покрывая находящиеся в трубке предметы и стенки самой трубки металлическим налетом. Катодное распыление происходит по всей поверхности катода, покрытой разрядом. В некоторых местах от поверхности катода отрываются при большой плотности разрядного тока более крупные частицы, и распыление происходит особенно усиленно. В этих местах поверхность катода становится неровной, в ней образуются углубления (выщербленная поверхность).

Следует различать распыление химического характера, в основе которого лежат химические взаимодействия между газом и металлом катода, и собственно катодное распыление, не сопровождаемое никакими химическими реакциями. Для собственно катодного распыления наблюдаются такие закономерности:



Фиг. 140.

1) чем выше давление, тем меньше катодное распыление;
2) распыление тем больше, чем больше катодное падение потенциала;
3) при большом (аномальном) катодном падении количество распыленного металла пропорционально разности катодного падения и некоторого критического минимального падения $(V - V_k)$, где V_k — порядка 500 В. Но при меньших катодных падениях эта пропорциональность нарушается, и количество распыляемого металла соответствует кривой, более или менее асимптотически приближающейся к оси абсцисс (пример фиг. 140), так что катодное распыление происходит и при сравнительно небольших катодных падениях. Только при этом оно может быть столь незначительным, что обнаруживается лишь после продолжительного (сотни часов) непрерывного действия разряда.

Катодное распыление при прочих равных условиях пропорционально силе тока в трубке. Если просто увеличивать плотность тока в трубке, то благодаря тому, что вместе с тем пропорционально увеличивается и аномальное падение потенциала, количество распыленного металла пропорционально, примерно, квадрату плотности тока.

В отношении способности отдельных металлов к распылению можно привести следующие два ряда, взятые из работ различных исследователей. Распыление уменьшается при переходе от одного металла к другому в следующем порядке:

Cd, Ag, Pb, Au, Sb, Sn, Bi, Cu, Pt, Ni, Fe, W, Zn, Si, Al, Mg.

Второй ряд даем в виде таблицы (табл. 5), второй столбец которой указывает количество распыляемого металла в мг на 1 А тока в час;

Последовательность, даваемая этими рядами, может быть нарушена в газах, взаимодействующих с металлом химически, вследствие образования поверхностных слоев соединений.

При собственно катодном распылении (электрическом распылении) распыленный металл осаждается густым слоем на предметах, ближайших к катоду, например на ближайших частях трубки. При химическом распылении металл распределяется более или менее равномерно по всей трубке. Объясняется это тем, что в этом втором случае первоначально образуются газообразные соединения металла с газом (например гидриды SbH_3 , AsH_3 , BiH_3), которые распространяются по всей трубке вследствие процесса диффузии и лишь потом, разлагаясь около стенок, выделяют металл.

Таблица 5

Mg	9	W	57	Al	460
Ta	16	Ni	65	Ag	740
Cr	27	Fe	68	Sb	890
Al	29	Sn	196	Pb	1080
Cd	32	C	262	As	1100
Mn	38	Cu	300	Te	(1200)
Mo	56	Zn	340	Bi	1470
Co	56	Pb	400		

Явление катодного распыления известно уже очень давно, но лежащие в основе этого явления элементарные процессы изучены еще очень плохо. Объяснять катодное распыление так же, как объясняется распыление нити в лампах накаливания, простым испарением металла нельзя, так как температура катода при тлеющем разряде для этого далеко недостаточна. Объяснение распыления путем механических ударов быстро движущихся положительных ионов встречает затруднения с количественной стороны. Наиболее приемлемой в настоящее время надо считать теорию катодного распыления, выдвинутую Шмидком. По этой теории в том месте поверхности катода, где как раз имеет место удар положительного иона, происходит в момент этого удара сильное разогревание катода. Пока температура этой точки успеет выравняться, проходит некоторое, хотя и очень короткое, но все же конечное время. За это время происходит испарение металла катода и отрыв от катода более крупных частиц путем растрескивания металла при местном бурном нагревании.

Некоторым подтверждением этой теории служит то обстоятельство, что, как показывает спектральный анализ, излучение газа в темном кружковом пространстве содержит линии, принадлежащие металлу катода, относящиеся при этом к спектру нейтрального атома, а не иона. Следовательно, катодное распыление совершается посредством отделения нейтральных частиц и не стоит в прямой связи с эмиссией вторичных электронов под ударами положительных ионов газа. По теории местного испарения, образование ионов металла, которое иногда наблюдается в кружковом пространстве, объясняется ионизацией атомов металла, происходящей уже после того, как эти атомы покинут катод.

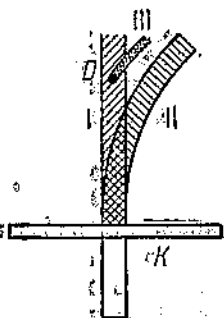
Явлением катодного распыления пользуются для того, чтобы оцистить поверхность катодов. Особенно хорошо распыляются различного рода окислы. Другое применение катодного распыления в лабораторной практике состоит в получении путем распыления тонких металлических слоев. Эти слои можно получить не только на стекле, слюде или, вообще, на каком-либо твердом теле, но и просто в виде тонкой пленки металла, если предварительно распылить металл на пленке какого-либо легко растворимого вещества, а затем эту пленку удалить растворением или соответствующим химическим процессом.

Катодное распыление всегда сопровождается поглощением газа распыляемыми частицами. Это поглощение является одним из процессов «жестчения газа» (гл. V). Необходимо заметить, что при катодном распылении поглощаются не только обычные, но и благородные газы. Поглощение последних происходит в гораздо меньшей степени. При этом аргон поглощается много сильнее неона. Поглощение последнего обнаружилось при практических применениях газового разряда, как источника света, при очень большой общей длительности разряда (до нескольких тысяч часов), и представляет собой фактор, ограничивающий время жизни «неоновых трубок».

§ 7. Элементарные процессы в катодных частях тлеющего разряда. Более детальное представление о движении электронов и ионов в катодных частях тлеющего разряда и о тех частях разряда, в которых возникают свободные электроны и ионы, мы получаем из опытов с каналowymi лучами, которые можно получить, устроив в катоде узкие отверстия (каналы); через которые ионы пролетают в закатодное пространство, и из опытов «катодных теней».

Если внутри трубки перед катодом, в точке D (фиг. 141) темного кружового пространства, поместить небольшое тело — экран, то между катодом и экраном возникает полоса, более темная, чем окружающее пространство. У основания этой полоски на катоде пропадает «первое катодное свечение».

В тлеющем свечении по другую сторону экрана также образуется тень. Экран D как бы бросает тень в обе стороны. Так как мы предполагаем, что механизм тлеющего разряда состоит в том, что $+$ ионы двигаются по направлению к катоду, а электроны — в обратном направлении, то из опыта возникновения тени приходим к вполне естественному выводу, что экран мешает движению $+$ ионов от тлеющего свечения к катоду и движению электронов от катода к тлеющему свечению; это и вызывает отсутствие связанного с ударами $+$ ионов о катод первого катодного свечения и соответствующей части тлеющего свечения. Правильность такого вывода подтверждается поведением описанных теней в магнитном поле. А именно: тень в первом тлеющем свечении остается на своем месте; тень от экрана D к аноду загибается (тень II, фиг. 141) кроме того, в темном кружовом пространстве появляется тень III, изогнутая в том же направлении, как и тень II. Объяснение: магнитное поле действует на бы-



Фиг. 141.

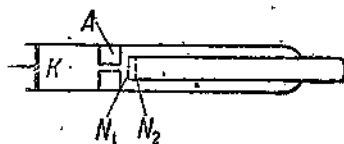
стро движущиеся электроны и почти не отклоняет от их пути +ионы , которые в том же поле двигаются гораздо медленнее электронов благодаря своей большей массе. Поэтому, основание тени *I* не перемещается. Отсутствие выделения электронов из катода в этом месте вызывает появление изогнутой тени *II*, ибо пути электронов, вылетающих из основания тени *I*, должны были бы лежать как раз внутри пространства, занятого тенью *II*. Тень *III* соответствует путям электронов, которые задерживаются экраном *D*. Весьма существенно, что образование теней *I*, *II* и *III* и их чернота не зависят от положения экрана и его расстояния от резкой границы тлеющего свечения. Это обстоятельство объясняется тем, что 1) образование свободных электронов под ударами +ионов происходит на поверхности катода, 2) образование +ионов , удары которых о катод совершаются в условиях, необходимых для вышибания достаточного числа вторичных электронов, происходит исключительно внутри тлеющего свечения.

Образование теней при внесении постороннего тела в кружково-пространство вполне аналогично с явлением прекращения тлеющего разряда при приближении анода к катоду. Пока анод находится дальше начала отрицательного тлеющего свечения, темное кружково-пространство и начало тлеющего свечения при прочих равных условиях остаются неизменными; но стоит только приблизить анод настолько, что между ним и границей тлеющего свечения останется расстояние, меньшее $\frac{1}{3}$ — $\frac{1}{10}$ ширины темного кружкового пространства, как разряд резко прекращается. Отсюда также вытекает, что место возникновения необходимых для поддержания тлеющего разряда ионов (Ionenquelle — «источник ионов») находится в начале тлеющего свечения.

Результаты опыта теней надо трактовать так, что между катодом и экраном *D* нет достаточного пространства для разбега электронов и ионов для образования необходимой для поддержания разряда лавины электронов. Число выделяющихся на поверхности катода электронов зависит как от скорости ударяющихся о катод ионов газа, так и от числа их. И то и другое будет тем больше, чем дальше подвигается от катода лавина электронов. Но скорость +ионов должна меняться сравнительно мало, так как наибольшее напряжение поля имеет место около катода, тогда как укорочение пути иона при неполном разбеге электронной лавины происходит за счет таких участков их пути, на которых напряжение поля мало. Что же касается числа положительных ионов, то, как мы видели, разбирая теорию Таунсенда, число ионизаций, происходящих на пути электронной лавины, и, следовательно, число образуемых этой лавиной +ионов возрастает по экспоненциальному закону при удалении лавины от катода. Говоря о положении «источника положительных ионов», совершенно нет необходимости представлять себе дело так, как будто в кружковом пространстве совсем не происходит образования положительных ионов путем столкновений первого рода, что было бы непонятно¹⁾.

¹⁾ В этом отношении нельзя согласиться с рассуждениями некоторых немецких авторов (Зедигер), ставящих вопрос именно так. Что же касается отсутствия в темном

Так как электроны вследствие своей малой массы приобретают в одном и том же поле ускорение, во много раз большее ускорения положительных ионов, то они пробегают темное кружково-пространство в гораздо меньший промежуток времени, чем положительные ионы. Вследствие этого во всякий данный момент времени положительных ионов в кружковом пространстве гораздо больше, чем электронов. Этот положительный заряд будет расположен, неравномерно: если в какой-либо точке образуется в 1 сек. определенное число положительных ионов, то при движении их к катоду с ускорением число их, приходящееся на 1 см^3 , будет постепенно уменьшаться по направлению их движения¹⁾. Наибольшее число положительных ионов будет приходить на 1 см^3 в той части занятого разрядом объема, которую мы обозначили выше, как «источник положительных ионов». Такое расположение плотности положительных ионов в пространстве является причиной наблюдаемого распределения потенциала около катода (катодного падения). Этому же распределению способствует и слой электронов, начинающих свое движение от катода и потому имеющих здесь наибольшую плотность. Поэтому принято говорить о двойном слое



Фиг. 142.

электрических зарядов около катода. Не следует только представлять эти слои как резко ограниченные узкие области положительного и отрицательного зарядов.

В отклонении усиленного свечения газа под действием ударов электронов мы имеем обычно более или менее резкую, а иногда даже очень резкую границу тлеющего свечения. Некоторый свет на причины существования этой границы проливают следующие опыты. Если в трубке сделать анод А с отверстием посредине (фиг. 142) и приблизить этот анод к катоду К настолько, что он будет находиться внутри области тлеющего свечения, то тлеющее свечение продолжается через отверстие в аноде по другую его сторону.

Если теперь здесь за анодом создать при помощи сеток (сетки N_1 и N_2), соединенных с потенциометром, электрическое поле, то при достаточно сильном поле между сетками N_1 и N_2 появляется тень, между тем как за сеткой N_2 тлеющее свечение продолжает существовать. Более подробно: начиная с полей 100 В/см , начинает изменяться окраска свечения между сетками в сторону приближения, а окраске

кружковом пространстве концентрации столкновениями первого рода положительных ионов, то благодаря малости функции Таунсенда β , особенно при тех давлениях газа, с которыми приходится иметь дело в опытах с тенью, это предположение надо понимать так, что число электронов, образуемых в кружковом пространстве положительными ионами, можно пренебречь по сравнению с числом электронов, образуемых этими ионами на поверхности катода.

1) Число $+ионов$, проходящих через каждый см^2 , равно $n \cdot v$. При стационарном потоке n постоянно. Следовательно, с увеличением v должно уменьшиться n . Аналогичное явление наблюдается в длинной струе воды, вытекающей из отверстия: струя по мере продвижения вперед под действием силы тяжести становится толще и, наконец, разбивается на отдельные капли.

темного «кругового» пространства, и яркость свечения между сетками постепенно падает с увеличением напряжения электрического поля.

Возможность погасить тлеющее свечение электрическим полем, а также указанный в § 5 порядок появления спектральных линий при переходе от темного кругового пространства к тлеющему свечению находят свое объяснение в предположении, что в тлеющем свечении свечение газа вызвано не столько процессом возбуждения атома при столкновениях с электроном, сколько свечением рекомбинации ионов и электронов. Сильное электрическое поле мешает явлению рекомбинации, так как в таком поле электроны и ионы подходят друг к другу со слишком большими скоростями. Поэтому сильное электрическое поле гасит «свечение рекомбинации».

В темном круговом пространстве напряжение электрического поля велико: «свечение рекомбинации» не может иметь места. В области тлеющего свечения напряжение поля мало: «свечение рекомбинации» осуществляется.

На вопрос, почему же вместе со свечением рекомбинации не является также значительное «свечение возбуждения», можно ответить так. Пробежав от катода до тлеющего свечения все катодное падение потенциала, электроны обладают большими скоростями, вполне достаточными для ионизации газа; в то же время вероятность ионизации при этих скоростях гораздо больше, чем вероятность возбуждения. Поэтому в области тлеющего свечения гораздо чаще происходит ионизация и сопровождающая ее вследствие наличия для того благоприятных условий рекомбинация, чем возбуждение атома или молекулы газа [10].

Вероятность рекомбинации зависит не только от напряжения поля, но и от числа электронов и ионов в единице объема (от плотности электронов и ионов). В области тлеющего свечения плотность ионов и электронов велика. Действительно, здесь происходит, как разобрано выше, сильная ионизация под действием толчков прилетевших от катода с большой скоростью электронов, и, следовательно, здесь одновременно присутствуют и «первичные», и «вторичные», и «третичные» электроны. Это говорит за полную возможность свечения рекомбинации. Наоборот, обычное отсутствие свечения рекомбинации в положительном столбе разряда объясняется недостаточной там плотностью ионов и электронов. Укажем еще одну попытку объяснения явлений в катодных частях разряда, а именно, объяснение резкости границы тлеющего свечения. При большой плотности электронов в области тлеющего свечения и малой плотности их в области темного кругового пространства на электроны около границы этих областей должны действовать значительные силы диффузии.

Этим силам диффузии:

$$R = -D \frac{dn}{dx} \quad (7)$$

противодействует электрическое поле, быстро возрастающее по направлению к катоду. Резкую границу области тлеющего свечения объясняют как границу, до которой долетают в направлении катода гонимые диффузией и останавливаемые электрическим полем электроны; или, другими

словами, как своеобразную точку поворота в движении электронов. Ясно, что при подходе к такой точке поворота со стороны катода плотность электронов весьма быстро возрастает, а следовательно, быстро возрастают и условия для возможности свечения рекомбинации.

Достоверную часть наших представлений о механизме катодных частей разряда можем кратко формулировать так. По направлению к катоду двигаются под действием электрического поля ионы, которые вызывают появление свободных электронов, лишь в ничтожных количествах при своем движении через газ и в большом количестве при ударах о катод. Эти электроны путем столкновений первого рода приводят к образованию лавины электронов. Сила тока складывается из этих двух противоположных потоков, которые взаимно вызывают друг друга. При этом возникают пространственные заряды, создающие сильное поле в темном тлеющем пространстве и соответствующее этому полю «катодное падение потенциала». Как раз это сильное поле и сообщает электронам и ионам скорости, достаточные для образования лавины. Можно подходить к механизму катодных частей разряда еще со следующей точки зрения ¹⁾. Назовем через A число электронов, освобожденных из катода ударяющимися об него ионами, приходящими в результате взаимодействия отрицательной и положительной лавин на один вылетающий из катода электрон. Понятно, что разряд будет стационарным при условии, что $A=1$. Вся совокупность явлений на катоде и те данные, которые мы имеем в отношении эмиссии вторичных электронов под ударами положительных ионов, говорят в пользу того, что A увеличивается с увеличением катодного падения.

$$\frac{dA}{dV_k} > 0. \quad (8)$$

Допустим теперь, что в случае аномального катодного падения вследствие действия какой-нибудь внешней причины (добавочной бомбардировки ионами и т. п.) число выделяемых катодом электронов увеличилось, т. е. A стало больше единицы. Каково условие устойчивости разряда, т. е. условие возвращения к прежней плотности тока?

Для этого необходимо, чтобы A уменьшилось. На основании (8) заключаем, что при предполагаемом нами нарушении режима разряда, V_k должно уменьшиться, иначе A будет возрастать далее, и разряд будет неустойчив. Следовательно, случайное увеличение числа эмиттируемых катодом электронов ведет к уменьшению положительного пространственного заряда в рассмотренном выше двойном слое, существующем около катода. Это явление подтверждается также уменьшением катодного падения при разогревании катода до температуры, при которой начинается заметная термопониная эмиссия с катода. Если основываться на этом последнем явлении, заключив из него, что всякое увеличение числа выделяющихся из катода электронов непременно уменьшает положительный пространственный заряд, то приходим к тому, что неравенство (8) есть необходимое условие устойчивости разряда.

¹⁾ Придерживаемся с некоторыми отступлениями хода мыслей Зеелигера.

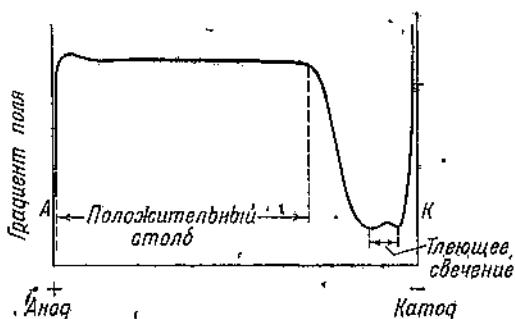
По отношению к случаю нормального катодного падения и неполного покрытия поверхности катода разрядом Зеелигер рассуждает так. При неполном покрытии на электроны и ионы на краях пространства, где сосредоточен разряд, действуют силы диффузии, стремящиеся сдвинуть электроны и ионы в направлении, перпендикулярном к полю. Эти силы на $+$ ионы оказывают большее действие, чем на электроны, так как электроны сразу приобретают большие скорости в сильном поле около катода и потому их труднее отклонить в сторону. Кроме того $+$ ионы имеют свободные пути, в $4\sqrt{2}$ раза более короткие, чем электроны, и потому чаще теряют свои скорости при столкновениях. Таким образом по краям разряда вследствие расположения ионов в стороны, в направлении, перпендикулярном к полю, уменьшается плотность положительного пространственного заряда, и потому уменьшается напряжение поля. Это вызывает наблюдаемое на границе области разряда удлинение темного кружкового пространства, так как путем этого удлинения увеличивается пространство, на котором разбегается электронная лавина. Вместе с тем, так как в движении, перпендикулярном к оси трубки, по сказанному выше, $+$ ионы опережают электроны, возникают силы, задерживающие $+$ ионы (силы притяжения ионов электронами). В результате получается равновесие между электрическими и диффузионными силами, и пространство, занятое разрядом, перестает расширяться.

Допустим теперь, что мы увеличили общую силу тока. В первый момент увеличивается плотность тока в каждой точке темного пространства. Увеличивается и плотность созданного током пространственного заряда. Вследствие этого увеличиваются и силы, действующие на $+$ ионы в направлении, перпендикулярном оси трубки. Облако положительного пространственного заряда начинает распространяться вперед, пока плотность $+$ ионов в нем не достигнет прежнего значения, при котором силы, действующие на $+$ ионы в краевых частях разряда, взаимно уравновешиваются. От этого и происходит явление, выражаемое законом Геля: при увеличении общей силы тока увеличивается не плотность тока, а площадь катода, участвующая в разряде. Плотность тока при постоянной общей силе тока обуславливается исключительно распределением поля и явлениями диффузии положительных ионов на краях разряда.

Чтобы уяснить себе постоянство катодного падения при неполном покрытии катода разрядом, допустим, что при неизменной общей силе тока через трубку катодное падение стало несколько больше нормального. Это может произойти только путем увеличения положительного пространственного заряда. Следовательно, сейчас же начнется рассмотрение выше расположения этого заряда в стороны под действием сил диффузии, и катодное падение вернется к прежнему значению. Расположение положительного заряда вызовет при неизменной общей силе тока уменьшение плотности тока в каждой точке разряда. И уже в следующий короткий промежуток времени плотность как отрицательного, так и положительного пространственных зарядов окажется меньше нормальной, и пространство, занятое разрядом, начнет сгущаться, пока не восстановится прежний режим. Излишне образовавшийся по

ложительный заряд должен будет, конечно, при этом автоматически компенсироваться путем исчезновения излишних ионов на катоде.

§ 8. Тлеющее свечение и фарадеево темное пространство. Резко ограниченное со стороны катода тлеющее свечение со стороны анода постепенно переходит в темное фарадеево пространство. Однако имеется возможность дать более определенное значение понятию о границе тлеющего свечения со стороны анода. Именно эту границу определяют как предел, до которого долетают «быстрые электроны», движущиеся от катода, т. е. электроны, которые получили свою большую «скорость» в темном кружковом пространстве благодаря катодному падению потенциала. Предел этот можно определить, как показали опыты Гюнтершульце, воспользовавшись тем, что быстрые катодные электроны, попадая в область «анодного свечения» (тонкая светящаяся пленка на аноде), гасят это свечение. Анодное свечение наблюдается лишь в широких сосудах, где отсутствует «положительный столб».



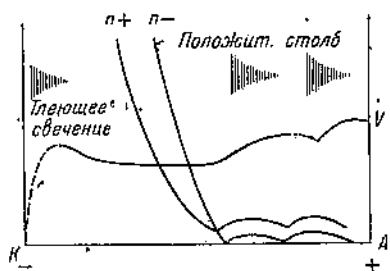
Фиг. 143.

Если в таком сосуде приближать анод к катоду, то при определенном расстоянии между ними анодная светящаяся пленка исчезнет, так как на нее начинают попадать быстрые электроны. Это расстояние и будет расстоянием конца тлеющего свечения от катода. Если отсюда вычесть расстояние от катода до резкого начала тлеющего свечения, то получим длину тлеющего свечения. Длина тлеющего свечения увеличивается с уменьшением давления и с увеличением катодного падения.

Что касается распределения потенциала в области тлеющего свечения и темного фарадеева пространства, то градиент потенциала, очень большой в темном кружковом пространстве, резко падает в начале тлеющего свечения, проходит через минимум и начинает вновь возрастать лишь в области темного фарадеева пространства, постепенно повышаясь по мере приближения к области «положительного столба». В ряде опытов наблюдалось, что конец фарадеева пространства и начало «положительного столба» соответствовали совершенно определенному, не зависящему от силы тока градиенту потенциала. Понятие об общем ходе градиента дает кривая фиг. 143.

Измерения, произведенные при помощи зондов Ленгмюра, показали, что в области тлеющего свечения могут встречаться отрицательные градиенты поля, т. е. потенциал, вместо того чтобы повышаться по направлению к аноду, на некотором протяжении убывает. Это явление объясняется диффузией электронов и положительных ионов, при которой электроны благодаря своей меньшей массе забегают вперед по сравнению с положительными ионами и понижают потенциал. Тем же явлением диффузии объясняется и то обстоятельство, что расстоя-

ние конца тлеющего свечения от катода больше, чем соответствует скорости электронов в начале тлеющего свечения и «длине пробега» в газе электрона, обладающего такой скоростью. Возвращаясь к уже сказанному в прошлом параграфе, мы имеем в начале тлеющего свечения область, в которой происходит на небольшом протяжении образование большого числа ионов и электронов, диффундирующих отсюда в обе стороны. Со стороны катода эта область большой плотности электронов резко ограничена, так как тут сила поля и сила диффузии действуют в противоположных направлениях. В сторону анода эта плотность убывает постепенно, так как здесь электроны движутся по направлению от катода к аноду под действием как силы поля, так и силы диффузии. В виде иллюстрации к результатам, полученным при



Фиг. 144

помощи зондов Ленгмюра, приводим из работы Комптона и Экарта кривую, относящуюся к разряду в ртутных парах (фиг. 144).

Кривые n^+ и n^- дают плотность положительных ионов и электронов в зависимости от расстояния исследуемой точки от катода. Кривая V дает величину потенциала в данной точке разряда.

Из световых явлений в области тлеющего свечения заслуживает внимания явление ореолов. В сущности говоря, ореолы, т. е. окружающие основное тлеющее свечение различно окрашенные слои, можно наблюдать во всех случаях тлеющего свечения, если рассматривать спектральный состав излучаемого различными точками трубки света, так как каждой спектральной линии, эмиттируемой в области тлеющего свечения, соответствует свое распределение интенсивности свечения. В особенности резко этого рода ореолы выступают в смесях различных газов. В этом случае они бросаются в глаза и без спектрального исследования.

Можно наблюдать и другого рода ореолы, которые встречаются и при свечении чистых газов и вызваны, по видимому, сложными процессами возбуждения (подобно явлениям послесвечения и фосфоресценции). Так, например, в гелии (чистая гелиево-неоновая смесь) тлеющее свечение, дающее линии гелия, окружено ореолом, показывающим полосатый спектр гелия (спектр молекулы He_2). В этом частном случае предполагается, что 1) либо возбужденные атомы гелия диффундируют в пространство, занятое ореолом, и там соединяются в возбужденные молекулы He_2 , 2) либо в эту область проникают быстрые первичные электроны и здесь на месте происходит процесс возбуждения атомов гелия и последующем соединении их в ионизированные молекулы, так как ионы гелия не являются более атомами благородного газа и должны соединяться в молекулы с не меньшей легкостью, чем атомы водорода.

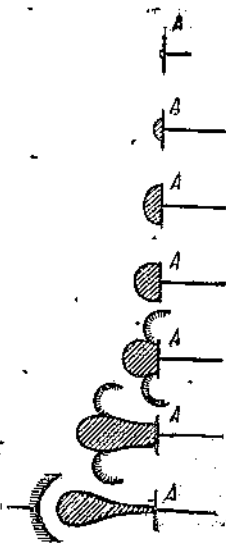
§ 9. Анодные части разряда. В то время как рассмотренные выше части разряда тесно связаны с катодом и в них сосредоточены

все процессы, необходимые для поддержания разряда, так называемое «положительное свечение», о котором речь будет в следующем параграфе, является самостоятельной частью разряда, появление которой в разряде не обязательно. Точно так же и анодные части разряда, правда, тесно связаны с расположением и формой анода, но тоже не являются существенными для поддержания разряда и могут отсутствовать. Как уже было указано в предыдущем параграфе, эти части исчезают, если на анод попадет поток быстрых электронов. В этом отношении вредно действуют не только быстрые электроны «тлеющего свечения», но и электроны, имеющиеся в области «положительного столба». Поэтому, чтобы наблюдать анодные части разряда, приходится отклонять положительный столб от поверхности анода магнитным полем или помещать анод в стороне или, наконец, устранять существование положительного столба, пользуясь шарообразной разрядной трубкой.

С уменьшением давления светящаяся пленка, называемая «анодным свечением», разрастается, принимая различные причудливые формы с сложными цветными переходами, зависящими от случайных (геометрических и иных) условий. Примером разрастания анодного свечения может служить фиг. 145. Этот пример показывает, насколько своеобразна бывает форма анодного свечения.

Особенно большие размеры анодное свечение принимает в электроотрицательных газах (галогены).

Пользуясь переменным током и фотографированием анодного свечения при помощи вращающегося зеркала, наблюдали проявление в анодном свечении закона, аналогичного закону Геля: площадь, на которой сидело анодное свечение, изменялась при переменном токе периодически по закону синуса, т. е. пропорционально силе тока.



Фиг. 145.

Ширина темного анодного пространства, т. е. пространства между анодным свечением и анодом, обычно весьма мала (несколько десятых миллиметра при обычной поверхности анода и около 1 мм при высокополированной поверхности анода). При очень низких давлениях газа (тысячные доли мм Hg), при которых для поддержания разряда приходилось пользоваться катодом Венельта (оксидным), наблюдалось темное анодное пространство шириной до 15 мм. Граница анодного свечения со стороны анода была всегда резкая.

Между анодом и областью анодного свечения наблюдается «анодное падение потенциала». Это падение чрезвычайно чувствительно к состоянию поверхности анода; по величине оно порядка от нескольких вольт до нескольких десятков вольт. Характер анодного падения зависит от материала анода, от природы газа, от формы и размеров анода.

В некоторых случаях анодное падение достигает очень больших значений, а именно: 1) при прибавлении к основному газу электроотрицательных примесей, 2) при очень малой поверхности анода и очень большой вследствие этого плотности тока и 3) под действием сильного

магнитного поля. Это большое падение потенциала по аналогии с явлениями на катоде называется *аномальным*.

В связи с аномальным анодным падением, потенциала стоит появление «анодных лучей», т. е. появление пучков быстро движущихся положительных ионов при применении в качестве анода различных солей.

Что касается теории анодных частей разряда или описания происходящих в них элементарных процессов, то при подходящих условиях явления на аноде можно отождествлять с явлениями на зонде и применить к аноду теорию зондов Ленгмюра. Это удастся в случае отсутствия ионизации около анода или на его поверхности. В других случаях приходится учитывать образование ионов при ударе электронов о газовый слой, адсорбированный на поверхности анода. Эта ионизация понижает анодное падение, но, конечно, анодное падение не может понизиться ниже величины, необходимой для самого процесса ионизации, т. е. ниже ионизационного потенциала газа, адсорбированного на аноде. При увеличении плотности тока, увеличении давления газа и плотности адсорбированного слоя приходится считаться с возможностью ионизации ступенями, а потому анодное падение в этих случаях, как показывает опыт, спускается иногда ниже соответствующего ионизационного потенциала.

§ 10. «Остов» разряда и «положительный столб». Как указано в § 1 этой главы, «остовом» разряда (Rumpf) называется часть разряда, лежащая между катодными и анодными частями разряда. В то время как катодные и анодные части имеют совершенно определенные размеры, обуславливаемые природой и давлением газа и плотностью разрядного тока, «остов» заполняет остальное пространство трубки и при достаточно большой разности потенциала между катодом и анодом может иметь любую длину. Можно получить разряды в трубках до нескольких метров длиной, причем протяжение катодных и анодных частей ничуть не больше, чем в коротких трубках. На явлениях, наблюдаемых в остове, не сказываются ни природа, ни состояние электродов, и весь «остов» является лишь частью разряда, служащей для передачи тока через газ. Для самого существования разряда и условий его устойчивости явления, наблюдаемые в «остове», не играют роли.

В более или менее узких трубках «остов» всегда имеет вид «положительного светящегося столба», т. е. трубка заполнена столбом светящегося газа. Вследствие большого протяжения и большой яркости свечения положительный столб является наиболее бросающейся в глаза частью разряда, тою частью его, которая более всех других может быть использована при применении явлений тлеющего разряда в качестве источника света. Исследования последнего времени (Гюнтершульце) показали, что «светящийся положительный столб» не является характерной частью разряда как такового, а вызван исключительно влиянием стенок трубки на явления разряда и происходящими около этих стенок процессами.

В достаточно широких трубках и шарообразных разрядных сосудах при прочих равных условиях «положительного столба» нет, и весь «остов» либо совершенно темный (Ne , H_2 , Ar , последний при давлении

меньшем 3 мм Hg), либо в нем происходит лишь неинтенсивное свечение (O_2 , H_2O , Ar, и N_2 , последние при больших давлениях).

Определение распределения потенциала в «остове» при отсутствии «положительного столба» (этот «остов» некоторые немецкие авторы предлагают называть «плоским остовом») показали, что в темном «остове» существует для каждого газа постоянное, зависящее только от давления, — именно, пропорциональное давлению газа, — падение потенциала. Это падение, отнесенное к 1 см длины и к 1 мм Hg давления, называют *нормальным градиентом*. Для нормального градиента g_n , а также для падения потенциала g на длине одного свободного пути электрона в газе найдены следующие значения:

Таблица 6

Газ	Ar	He	Ne	N_2	H_2	O_2	H_2O
g_n V/cm	1,04	0,8	0,493	3,25	2,23	13,1	50,0
g V	0,0305	0,066	0,0277	0,088	0,115	0,38	0,93

Неравномерное нагревание газа в трубке, конвекционные течения, а также невозможность совершенно устранить влияние стенок (так как ионы и электроны все же в некоторой степени диффундируют к стенкам и там рекомбинируют даже и в широких трубках) делают определение нормального градиента несколько затруднительным и ступенчатое соответствующее распределение потенциала.

Существование нормального падения потенциала в «остове» объясняется из соображений о разряде как стационарном явлении следующим образом. Вследствие диффузии в стороны, рекомбинации, а также вследствие образования при столкновении с нейтральными молекулами газа тяжелых ионов число электронов и положительных ионов в «остове» должно было бы уменьшаться по мере их продвижения. Так как задача «остова» — передать разрядный ток от катода к аноду, то убыль в ионах и электронах при существовании стационарного электрического тока должна восполняться. Для восполнения этой убыли необходима ионизация, а таковая может происходить, если будет существовать поле, достаточное для ионизации атомов толчком электронов, пробежавших хотя бы наиболее длинные свободные пути. Так как убыль в «плоском остове» небольшая, то и требуемый градиент поля небольшой, а потому и явления возбуждения атомов чрезвычайно редки, и «остов» не светится или почти не светится (ведь вероятность возбуждения значительно меньше вероятности ионизации). Слабое свечение наблюдается как раз в тех газах, где образование тяжелых ионов наиболее вероятно, а потому вероятна и большая убыль электронов, требующая более сильного поля для компенсации этой убыли.

В случае достаточно узкой разрядной трубки картина резко меняется. Быстро движущиеся электроны попадают на стенку, оседают там и заряжают стенку отрицательно. Созданное таким образом поле влечет

к стенке положительные ионы. Равновесие устанавливается тогда, когда число оседающих на стенке положительных ионов становится равным числу оседающих электронов. Таким образом у стенок плотность электронов и ионов необходимо меньше, чем по оси трубки, и по направлению, перпендикулярному к оси, под действием диффузии устанавливается непрерывный поток электронов и ионов. Эта убыль электронов и ионов восполняется ионизацией столкновениями первого рода. При наличии указанного явления оседания электронов и ионов на стенке убыль их в «положительном столбе» много больше, чем в случае «темного остова»; эта убыль тем больше, чем уже трубка. Большая убыль требует большей ионизации и в конечном итоге достаточно сильного поля. Необходимое для поддержания постоянного числа ионов и электронов напряжение поля оказывается достаточным для успешного возбуждения атомов электронами. Отсюда и происходит интенсивное свечение «положительного столба».

До последнего времени свечение «положительного столба» считалось обычным свечением возбужденных атомов, а не свечением рекомбинации.

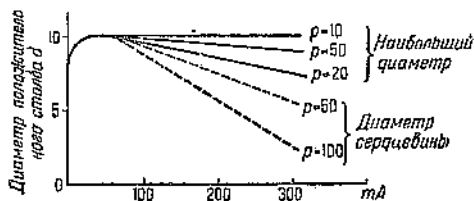
Порядок появления свечения отдельных спектральных линий на границе «положительного столба» подтверждает это предположение: сперва (т. е. там, где постоянно ускоряющие свое движение в фарадеевом пространстве электроны имеют еще малые скорости) появляются спектральные линии, требующие меньшей энергии для своего возбуждения; по мере удаления от катода и увеличения скорости электронов появляются линии с большей энергией возбуждения.

Если сравнить вообще все свечение «положительного столба» с излучением «тлеющего свечения», то оказывается, что спектральные линии «положительного столба» имеют меньшую энергию возбуждения, чем спектральные линии «тлеющего свечения». Положительному свечению свойственен «спектр дуги» (спектр нейтрального атома), тогда как в «тлеющем свечении» можно встретить линии спектра ионизованного (спектра ионизированного газа). Однако в настоящее время от утверждения, что в «положительном столбе» мы имеем во всех случаях дело со свечением возбуждения, приходится отказаться. Креффт¹⁴¹ обнаружил в положительном столбе все характерные признаки свечения рекомбинации при разряде в благородном газе, содержащем пары металлов, спектрам которых свойственны дублеты (1-я и 3-я группы периодической системы). В этих случаях, по его наблюдениям, свечение рекомбинации в «положительном столбе» не обусловлено какими-либо особенными условиями опыта, а всегда свойственно разряду при большой плотности тока. Исследования были Th, In, Cs, Rb, K, Na. В металлах второй группы Hg, Cd, Zn, Mg Креффт свечения рекомбинации при тех же условиях в «положительном столбе» не нашел. Креффт полагает, что такое поведение этих металлов объясняется меньшей «вероятностью ионизации» их по сравнению с металлами 1-й и 3-й групп при одной и той же скорости сталкивающихся с ними электронов.

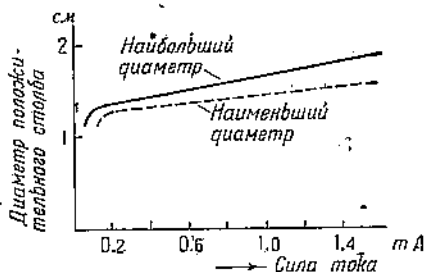
Спектр «положительного столба» зависит от величины градиента поля в этом столбе, и например, при увеличении градиента вследствие уменьшения диаметра трубки спектр «положительного столба» несколько при-

ближается к спектру «тлеющего свечения». Удавалось также наблюдать различную окраску «положительного столба» у его оси и во внешних частях. Во внешних частях опять-таки преобладают линии с меньшей энергией возбуждения. Интенсивность свечения «положительного столба» как в отношении интенсивности излученной световой энергии, так и в отношении интенсивности всей излученной энергии в грубых чертах пропорциональна как силе, так и мощности тока в столбе.

Что касается зависимости «положительного столба» от режима разряда, то можно констатировать следующее. При больших давлениях «положительный столб» имеет вид тонкой нити. С уменьшением давления газа эта нить становится все более и более широкой, пока, наконец, «положительное свечение» не заполнит всего поперечного разреза трубки.



Фиг. 146.



Фиг. 147.

При одном и том же давлении поперечное сечение «положительного столба» в чистом неоне и в парах ртути уменьшается с увеличением силы тока через трубку. Примером могут служить кривые фиг. 146. (В этом опыте наблюдалась красная сердцевина столба, окруженная синеватой оболочкой.)

При малых силах тока наблюдается обратный ход, как показывает начало кривых фиг. 146 или кривые фиг. 147. «Наибольший» и «наименьший» диаметры относятся к светящимся столбам различной цветности, наблюдаемым одновременно.

Так как в «положительном столбе» $+$ -ионы и электроны движутся в противоположных направлениях, имея противоположные заряды, то одно и то же магнитное поле отклоняет их в одну и ту же сторону, а потому «положительный столб» отклоняется магнитным полем как целое. Устроив разрядную трубку так, что штабикообразный полюс электромагнита проходит сквозь кольцообразный катод в область положительного свечения, можно заставить «положительный столб» непрерывно вращаться вокруг этого полюса.

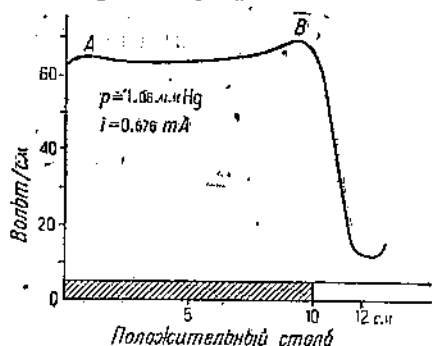
Электростатическое поле также отклоняет положительный столб, но для того, чтобы наблюдать это явление, надо пользоваться достаточно быстро переменными полями, так как при постоянном или медленно изменяющемся поле заряды, образующиеся на поверхности стекла, защищают внутренность трубки от действия поля.

В полном согласии с неизменным по всей длине положительного столба свечением и градиент потенциала, определенный при помощи

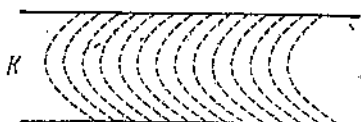
зондов, оказывается постоянным по всей длине положительного столба. Примером может служить кривая фиг. 148. Как видно из этой кривой, градиент несколько больше в начале *B* и в конце *A* положительного столба. Эти отступления могут быть объяснены различием в температуре и плотности газа.

Как мы видели выше, появление положительного столба связано с наличием поля, перпендикулярного к оси трубки. Таким образом кроме градиента продольного — в направлении оси трубки — в положительном столбе непременно существует градиент поперечный, в направлении, перпендикулярном к оси. Вследствие этого поверхности равного

потенциала в положительном столбе не плоские, а выпуклые по направлению к катоду (фиг. 149). Вследствие условий симметрии поперечный градиент в точках самой оси трубки равен нулю.



Фиг. 148.



Фиг. 149.

Продольный градиент поля в положительном столбе зависит от плотности тока, от давления газа, от ширины трубки и от природы газа. При увеличении давления газа градиент поля увеличивается. Причиной этого явления можно считать уменьшение длины свободного пути.

При увеличении плотности тока градиент падает, но это падение, как показали более детальные исследования, не является прямым следствием увеличения плотности тока, а происходит от увеличения температуры газа в положительном столбе, вызывающего уменьшение плотности газа и увеличение средней длины свободного пути. Принимая во внимание все эти усложняющие дело обстоятельства, Гюнтер-шульце [8] пришел к следующей зависимости градиента поля g в положительном столбе от плотности тока и от радиуса трубки:

$$g = c \lambda^{-1/2} i^{1/2} \quad (9)$$

где λ — длина свободного пути, c — константа, порядок величины которой следующий:

Газ	N ₂	H ₂	O ₂	Воздух	H ₂ O
c	66,9	43,8	48 и 15,8 два вида по- ложительного столба	62	54

От i непосредственно g в этом случае не зависит.

2. Для одноатомных газов:

$$g = \frac{c}{r \left(1 + \frac{a}{r}\right)} \quad (10)$$

Величина констант c и a :

Газ	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Hg
c	45,4	27,3	39,1	17,3	13,5	6,33
a	—	0,01	0,134	0,038	0,063	—

Однако исследования последнего времени⁽¹⁵⁾ показывают, что и формулы Гюнтершудце приложимы не во всех случаях.

Так как в положительном столбе наблюдается постоянное по его оси падение потенциала, то можно говорить о применимости закона Ома к положительному столбу и ввести понятие о «проводимости» столба. Если обозначить через j — плотность тока в столбе, через g — градиент поля, то проводимость σ определится по формуле:

$$j = \sigma g.$$

Проводимость σ можно определить экспериментально, измеряя ток через конденсатор, пластинки которого расположены параллельно оси трубки и на которые наложено определенное напряжение.

Эти наблюдения дали такую зависимость между проводимостью и плотностью тока:

$$\sigma = \frac{j}{a - bj}, \quad (11)$$

где a и b — константы.

С уменьшением давления проводимость увеличивается. С увеличением диаметра трубки проводимость также медленно увеличивается.

Так как в положительном столбе от катода к аноду движутся электроны, а от анода к катоду положительные ионы газа, то естественно ожидать, что плотность газа у катода при прохождении разряда должна увеличиваться, а у анода уменьшаться. При низких давлениях (порядка десятых мм Hg и ниже) это предположение, действительно, оправдывается опытом. При более высоких давлениях наблюдается обратное явление — увеличение плотности газа у анода. Для объяснения этого последнего явления приходится предполагать образование отрицательных ионов в газе. Другая предложенная по этому поводу теория говорит о передаче количества движения электронами нейтральным молекулам. Полной количественной проработки обе эти гипотезы еще не получили.

К тому же роду явлений относится и изменение состава газовой

смеси у катода и анода. При этом газ с меньшим ионизационным потенциалом собирается у катода. До какой степени может при этом явлении идти разделение газов, показывают цифры следующей табл. 7

Таблица 7

Процентное содержание Ar	Давление в мм Hg	Сила тока в амперах	Процентное содержание Ar у катода после разряда
8	5	0,5	0
12	4	0,8	0
12	4	0,3	4
25	10	0,5	12
32	10	0,5	29
52	16	0,5	48

(работа Скаупи и Бобек) для смеси Ar—He. В другом ряде опытов полная очистка смеси Ne—He от He получалась при содержании 5% He, 95% Ne при $p=2$ мм Hg, $i=1,4$ A; от Ne—при 2% Ne и 98% He.

Разделение газов объясняется тем, что эффект изменения плотности газа у катода и анода различен для различных компонентов смеси.

§ 11. Слоистый разряд. Положительный столб не всегда представляет собой однородный столб светящегося газа. При определенных условиях давления и плотности тока наблюдается распадение положительного столба на отдельные «слои» — «страты». Такой разряд получил название «слоистого разряда». В настоящее время установлено, что слоистый разряд не наблюдается в газах очень высокой степени чистоты. Для образования слоев необходимо присутствие некоторого количества примесей. Исключения составляют только водород и пары ртути, в которых слои продолжают получаться, несмотря на все меры, принимаемые к очистке газа. Впрочем, в водороде при большой чистоте газа возникает совершенно иного вида слоистый разряд, чем в водороде с примесями, — широко отстоящие один от другого красные слои вместо узких, близко расположенных, синих.

Слои в положительном столбе имеют различные формы: бывают слои одинарные и слои двойные. В начале каждого слоя порядок появления отдельных спектральных линий такой же, как в начале сплошного положительного столба. Расстояние между соответствующими точками соседних слоев во всем слоистом столбе постоянно. С увеличением силы тока это расстояние стремится к некоторой постоянной величине l_0 (по большей части, уменьшаясь с увеличением плотности тока). От давления газа это конечное расстояние l_0 зависит, согласно закону Гольдштейна:

$$l_0 p^m = \text{const}, \quad (12)$$

где $m < 1$ (например $m=0,53$ для H_2 ; $m=0,32$ для N_2).

Для красных слоев в чистом H_2 закон Гольдштейна не оправдывается.

Для зависимости l_0 от диаметра трубки предложена формула (охватывающая законы Гольдштейна):

$$l_0 = cr^{1-m} \cdot p^{-m}, \quad (13)$$

Магнитное поле уменьшает I_0 .

Определения распределения потенциала и плотности электронов и $+ионов$ при помощи зондов дали в слоистом столбе следующие результаты. В начале каждого слоя со стороны катода, где свечение наиболее сильно, продольный градиент поля имеет наибольшее значение; в этом месте сосредоточен положительный пространственный заряд. В темном промежутке между слоями (в темном конце каждого слоя) градиент поля имеет наименьшее значение. Это значение может быть отрицательным (т. е. поле может быть направлено в обратную сторону). В этом же месте сосредоточен отрицательный пространственный заряд. Примером распределения градиента поля в слоях может служить кривая фиг. 150.

Так как вдоль всего положительного столба потенциал повышается по направлению к аноду, то можно говорить о падении потенциала в слое, понимая под этим разность потенциалов между соответствующими точками двух соседних слоев. Это падение потенциала на протяжении отдельного слоя постоянно по всей длине слоистого столба. Так как все явление слоистого столба чрезвычайно чувствительно к малым примесям в газе,

то ярко выраженных закономерностей по отношению к падению потенциала на протяжении одного слоя установить до сих пор не удалось.

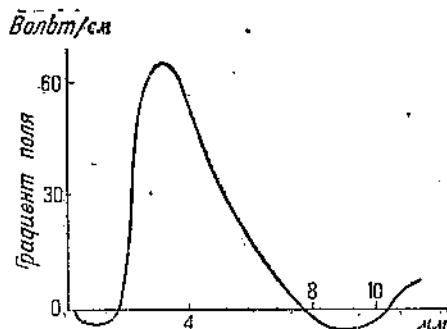
При увеличении силы тока падение потенциала слоя уменьшается сперва быстро, затем асимптотически стремится к постоянному значению, довольно хорошо совпадающему с ионизационным потенциалом газа, наполняющим трубку. При постоянной силе тока падение потенциала слоя увеличивается с увеличением давления. Наблюдались также случаи, когда падение потенциала слоя было меньше ионизационного потенциала (наблюдения Пеннинга) и равнялось потенциалу возбуждения определенной линии спектра ($Ar - 11,9$ V; $Ne - 18,5$ V).

Наибольшей проводимостью ионизированный газ в слоистом столбе обладает в начале слоя.

Измерения температуры газа показали, что температура имеет периодический ход в слоистом столбе.

Спектроскопические исследования свечения слоистого разряда подтвердили указанное в предыдущем параграфе правило, касающееся порядка, в котором возникают отдельные спектральные линии, если исследовать свечение газа, подвигаясь от катода внутрь каждого слоя. Кроме того, эти исследования показали, что разность в интенсивности свечения в начале и в конце слоя тем больше, чем меньше энергия возбуждения данной линии.

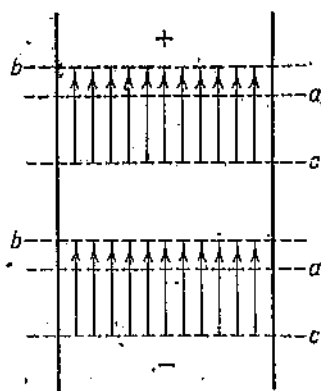
В некоторых случаях наблюдаются «блуждающие слои». В этой форме разряда слои передвигаются от анода к катоду со скоростью порядка



Фиг. 150.

скорости звука. Невооруженному глазу такой разряд не кажется слоистым. Слоистость и движение обнаруживаются лишь при применении вращающихся зеркал или других стробоскопических приспособлений. Повидимому, в этих случаях мы имеем дело с нестационарным прерывистым разрядом.

Расположение пространственных зарядов в слоистом столбе приводит к следующему объяснению явлений в слоистом разряде (фиг. 151). В b происходят ионизация и образование большого числа ионов и электронов. Электроны начинают двигаться от b к c и образуют в этом промежутке отрицательный пространственный заряд. В противоположную от b сторону двигаются $+$ -ионы. Вследствие меньшей их скорости они образуют более тонкий слой положительного пространственного заряда ba . Около a встречаются потоки электронов и ионов. Поэтому здесь градиент поля наибольший. Совершенно неправильно было бы представлять себе дело упрощенно так: потерявшие в точке b свои скорости электроны вновь разгоняются полем и доходят до следующего слоя b со скоростью, достаточной для ионизации. В таком случае пробегаемая электроном разность потенциалов должна была бы равняться ионизационному потенциалу.



Фиг. 151.

При более строгом рассмотрении вопроса приходится считаться с потерей электроном энергии при каждом, даже и упругом, столкновении, и тем более при столкновении, вызывающем возбуждение атома. Подсчеты Герца показывают, что движущийся в газе электрон, теряя часть энергии при столкновениях, все же постепенно накапливает кинетическую энергию. Накопление энергии в зависимости от пройденного в направлении к аноду пути происходит тем

медленнее, чем больше неупругих столкновений совершит электрон. Таким образом в слоистом столбе электроны постепенно накапливают свою энергию. Накопив энергию, достаточную для возбуждения основного в трубке газа, они возбуждают этот газ и останавливаются в месте светящегося начала слоя. Здесь образуется слой отрицательного заряда, не пропускающий большинства электронов дальше. Только некоторые, наиболее быстрые, электроны пробиваются через этот слой. Дальше пробившиеся электроны накапливают скорости, достаточные для ионизации газа. Если газ не имеет примесей, то накопление электронами энергии до количества ее, эквивалентного первому потенциалу возбуждения газа, происходит быстро. В связи с этим быстрым возрастанием скорости электронов и узкого максимума кривой вероятности возбуждения условия в газе для одновременного возбуждения многих атомов на одном и том же расстоянии от начала столба и следовательно для образования слоев — очень неблагоприятны. Напротив, в случае наличия примесей столкновения электронов с атомами этих примесей неупруги при скоростях эле-

ментов. Таким образом в слоистом столбе электроны постепенно накапливают свою энергию. Накопив энергию, достаточную для возбуждения основного в трубке газа, они возбуждают этот газ и останавливаются в месте светящегося начала слоя. Здесь образуется слой отрицательного заряда, не пропускающий большинства электронов дальше. Только некоторые, наиболее быстрые, электроны пробиваются через этот слой. Дальше пробившиеся электроны накапливают скорости, достаточные для ионизации газа. Если газ не имеет примесей, то накопление электронами энергии до количества ее, эквивалентного первому потенциалу возбуждения газа, происходит быстро. В связи с этим быстрым возрастанием скорости электронов и узкого максимума кривой вероятности возбуждения условия в газе для одновременного возбуждения многих атомов на одном и том же расстоянии от начала столба и следовательно для образования слоев — очень неблагоприятны. Напротив, в случае наличия примесей столкновения электронов с атомами этих примесей неупруги при скоростях эле-

трона, меньших, чем те, которые соответствуют возбуждению атомов основного газа в трубке. Поэтому нарастание скоростей электронов идет по мере их продвижения к аноду достаточно медленно и достаточно постепенно, чтобы могли образоваться определенные слои, где сразу происходит возбуждение атомов основного газа в большом числе, а это и нужно для образования слоистого разряда по набросанной выше схеме. С этой точки зрения образование слоистого разряда в чистых газах было бы возможным только при условии, что вероятность возбуждения для какой-либо линии спектра этого газа во много раз превосходит вероятность возбуждения других линий. Столкновения с возбуждением линий, обладающих малой вероятностью, играют в этом случае роль столкновений с примесями, задерживающих быстрее нарастание скорости электрона. При возбуждении линии с большой вероятностью в одном и том же месте задерживается много электронов и образуется слой отрицательного заряда. Так, повидному, происходит дело в водороде и парах ртути. Количественная проработка этих теорий еще не произведена за неимением, главным образом, исчерпывающих данных о ходе кривой вероятности возбуждения.

Такая незаконченность теории слоистого столба линий раз подтверждает незаконченность теории тлеющего разряда вообще.

ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ.

Дуговой разряд.

§ 1. Характерные признаки и виды дугового разряда.

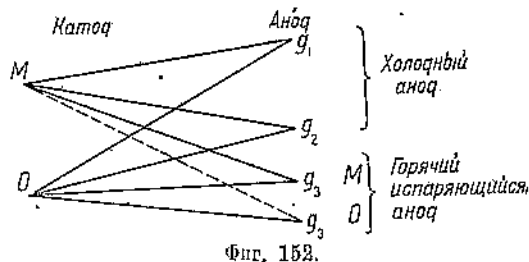
Дуговой разряд отличается от тлеющего разряда процессами, происходящими на катоде. В связи с этими процессами в дуговом разряде происходит усиленная эмиссия электронов на катоде. Сила тока дугового разряда при равном напряжении на электродах во много раз больше силы тока в тлеющем разряде. До недавнего времени усиленное выделение электронов на катоде дуги приписывали исключительно термоионной эмиссии и характеризовали дуговой разряд как разряд с нагретым благодаря самому разряду катодом. В настоящее время экспериментально установлено, что существуют дуги с холодным катодом. Поэтому механизм усиленного выделения электронов приходится искать не только в термоионной эмиссии, но и в других явлениях, и дуговой разряд правильнее всего определять как форму разряда, в котором отсутствует большое катодное падение потенциала, свойственное тлеющему разряду, и усиленное выделение электронов из катода вызвано либо термоионной эмиссией нагретого катода, либо другими явлениями, для которых большого катодного падения не требуется. Можно сказать и так: дуга есть форма разряда, имеющая место при большой плотности разрядного тока и катодном падении всего в несколько десятков вольт.

Дуговой разряд образуется из тлеющего при увеличении плотности тока. Переходные стадии разряда удается стабилизировать, подбирая соответствующие условия внешнего контура. Однако обычный способ зажигания технически применяемых дуг состоит не в переходе от тлеющего разряда к дуговому, а в образовании дуги при помощи раздвижения электродов.

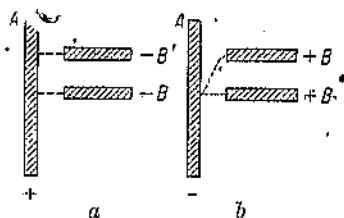
Что касается классификации различных типов дуги, то следует различать дуги, поддерживаемые в каком-либо газе между трудно испаряющимися электродами, и дуги, представляющие собой разряд в парах металла или металлов, из которых сделаны электроды. Если последнего рода дуга поддерживается без участия какого-либо постороннего газа, что достигается хорошей откачкой того пространства, где образована дуга, то такая дуга носит название *дуги в вакууме* (Vacuum-Bogen; Vacuum-Arc). Далее, дуги можно разделить на дуги с горячим анодом и дуги с холодным анодом. Дальнейшая классификация производится на основании внешнего вида дуги. Отметим случаи концентрированного свечения на аноде (j_2), свечения, покрывающего анод в виде широкой пленки (j_1), при холодном аноде и случаи большого

и малого анодных падений потенциала. Приводим схему классификации дуг, предлагаемую Зеелигером (фиг. 152). Здесь M обозначает металлический катод или анод, O — оксидный.

Специально при дуге между угольными электродами под атмосферным давлением наблюдается появление двух различных видов дуги: спокойная дуга и шипящая дуга. «Спокойная дуга» переходит в «шипящую» при увеличении силы тока. Та сила тока, при которой этот переход совершается, называется «критической» силой тока. Эта критическая сила тока тем больше, чем больше расстояние между электродами. При переходе из спокойной дуги в шипящую напряжение между электродами дуги падает, примерно, на 10 V. Есть экспериментальные указания, что дуга начинает шипеть, когда плотность тока на аноде достигает определенной величины (порядка 50—70 A/cm²) и положительный кратер ¹⁾ начинает захватывать боковые поверхности положительного угля. Дуга, один электрод которой металлический, а другой



Фиг. 152.



Фиг. 153.

угольный, превращается в шипящую при совершенно тех же условиях, что и дуга между двумя углями, если уголь представляет собой анод. Если, наоборот, уголь — катод, а металл — анод, то явления шипящей дуги не наблюдается. Отсюда надо заключить, что шипящие дуги следует приписать явлениям на аноде.

§ 2. Дуги с холодным катодом и возможные объяснения процессов на катоде. Приведем сперва несколько экспериментальных фактов, всецело укладывающихся в рамки термической теории дуги.

1. Если выключить ток через дугу между угольными электродами, то при помощи низкого напряжения дугу можно зажечь вновь лишь в течение промежутка времени, достаточно короткого, чтобы катод не успел остыть.

2. На том же основании нельзя поддерживать дугу между металлическими быстро остывающими электродами при помощи переменного тока низкой частоты.

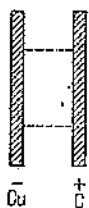
3. Если поместить два угольных электрода A и B перпендикулярно друг к другу (фиг. 153, a и b), а затем передвигать уголь B (например в положение B'), оставляя A неподвижным, то, если A служит анодом (фиг. 153, a), дуга скользит по этому уголю. Если же A служит катодом (фиг. 153, b), то та точка, в которой дуга «сидит» на угле A ,

¹⁾ Место, занимаемое разрядом на аноде.

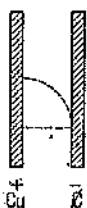
остается неизменной; при передвижении угля *B* дуга растягивается и, наконец, потухает. Это объясняется тем, что эмиссия электронов происходит из раскаленного пятна на угле *A*, — другие точки угля *A* служить катодом не могут, так как не раскалены.

4. Нельзя зажечь дугу, в которой катодом служит электролитическая жидкость. Между тем, анодом дуги электролитическая жидкость может служить вполне.

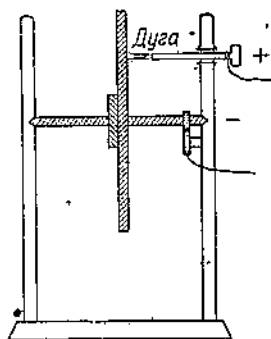
Переходим теперь к явлениям, плохо укладывающимся и совсем не укладывающимся в термическую теорию дуги. Эти явления заключаются в том, что по металлическому катоду дуга может свободно скользить (не задерживаясь в одной точке, как на поверхности угольного катода), и притом с значительной скоростью. Если взять два вертикальные электрода — один угольный, а другой металлический — и зажечь между их нижними концами дугу, то под действием воздушных течений, дуга свободно скользит вверх, обоими своими концами, если катодом служит металлический электрод (фиг. 154a). Напротив, если катодом служит угольный электрод, то отрицательный конец дуги не сдвигается с места и вверх скользит по металлу только ее положительный конец (фиг. 154b).



Фиг. 154a.



Фиг. 154b.



Фиг. 155.

Для того чтобы этот опыт удался, надо, чтобы поверхность металла была хорошо полированная, гладкая. При небольшой скорости передвижения катодного пятна можно сделать допущение, что, благодаря хорошей теплопроводности металла, поверхность металла в точке соприкосновения дуги успевает прогреться, и тем устранить противоречие опыта с термической теорией дуги. Но дело в том, что наблюдались случаи, когда дуга перемещалась по поверхности металлического катода со скоростью, исключающей возможность достаточного для применения термической теории прогревания катода. Такова «дуга Штольца»¹⁾, получаемая между неподвижным металлическим анодом в виде штифта и катодом в виде вращающегося металлического диска (фиг. 155).

Вопрос о возможной температуре катодного пятна в дуге Штольца был подвергнут основательной дискуссии различными авторами. Збеллигеру удалось с достаточной достоверностью подсчитать, что эта температура в опытах Штольца никак не могла быть выше нескольких сот градусов, что совершенно недостаточно для поддержания дуги путем

термьонной эмиссии, тем более, что поверхность металла была совершенно чистой и оксидами не покрытой.

Какой же процесс служит для поддержания дуги в этом случае?

1. Ленгмюр^[3] высказал мысль, а Комптон и ван-Вуррис^[2] развили ее, что выделение электронов из катода может происходить вследствие явления вырывания электронов из металла сильным внешним полем. По воззрениям Комптона, ширина того пространства, на котором сосредоточивается катодное падение потенциала в дуге, — порядка длины свободного пути электрона. Катодное падение порядка 10^5 В даст в этом случае градиент потенциала у катода 10^6 В/см, что может быть достаточным для вырывания электронов из катода. Наблюдения над эффектом Штарка в парах металла у катода подтверждают существование таких сильных полей у поверхности катода.

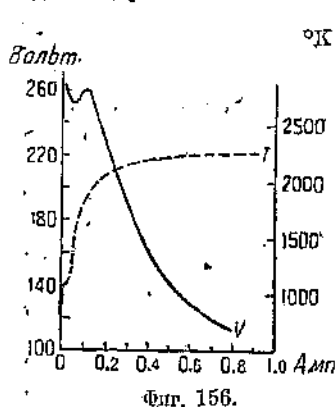
2. Другое предположение, сделанное Сленином^[4,5], состоит в том, что около катода температура самого газа настолько велика, что в газе происходит термическая ионизация (ионизация вследствие высокой температуры).

3. По теории Шмидка происходит чрезвычайно сильное нагревание катода в отдельных точках, в которых с катод ударяются положительные ионы. Это нагревание сосредоточено на очень небольшом участке и быстро пропадает вследствие большой теплопроводности металлического катода, но его вполне достаточно, чтобы вызвать непосредственно после удара ионов достаточную для поддержания дуги термоионную эмиссию электронов. «Средняя» температура поверхности катода может быть при этом низкой и зависит от густоты расположения горячих точек и теплопроводности катода. С этой точки зрения, тлеющий разряд, дуга Штольца и обыкновенная дуга охватываются такой схемой: тлеющий разряд — мало горячих точек, низкая средняя температура катода; дуга Штольца — много горячих точек, но, в среднем, все еще низкая температура катода; обычная дуга — много горячих точек, высокая средняя температура катода.

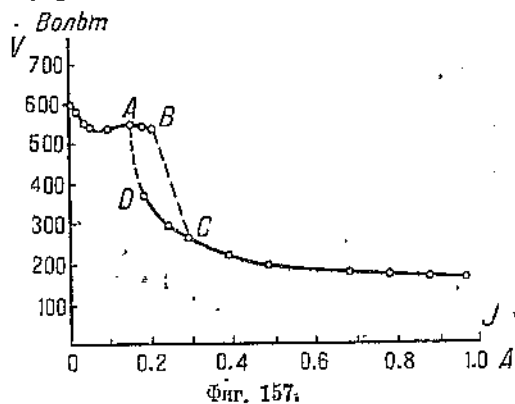
§ 3. Образование дуги. Если в тлеющем разряде увеличивать силу тока, то при некоторой силе тока напряжение на клеммах трубки начинает падать, и разряд превращается в дуговой. Этот переход совершается, по большей части, скачком и практически является случаем короткого замыкания. Но при подборе внешнего контура некоторыми исследователям удавалось стабилизировать переходную форму разряда и наблюдать при определенных давлениях непрерывный переход тлеющего разряда в дугу. Эти наблюдения показали, что параллельно с падением напряжения между электродами трубки идет и возрастание температуры катода (температура измерялась пирометрически).

Примером может служить кривая фиг. 156, снятая Зеелигером^[6] для разряда в водороде при давлении 400 мм Нг. У некоторых исследователей^[7] переход от тлеющего разряда к дуговому получался непрерывным при высоких давлениях и становился прерывным при более низких (104 мм в N_2). При совсем низких давлениях (20 мм) дуги вообще не получались. Эти наблюдения переходных форм обнаруживали существование своего рода гистерезиса в этой области, или, выражаясь иначе, возможность существования как дуги, так и тлею-

шего разряда при одних и тех же условиях. Пример — кривые фиг. 157. При увеличении силы тока пробегался путь AB , при уменьшении силы тока — путь CD , при прочих равных условиях. В точке B происходил переход от тлеющего разряда в B к дуге в C ; в точке D при обратном ходе от дуги в D — к тлеющему разряду в A .



Фиг. 156.



Фиг. 157.

Вместе с уменьшением напряжения между электродами в этих переходных формах наблюдалось также и постепенное уменьшение катодного падения. Примером может служить нижеследующая таблица, относящаяся к разряду в чистом азоте при 209 мм Нг давления [7]. Что

Таблица 1

Ток (ампер)	0,20	0,40	0,60	0,80	1,00	1,20	1,60	2,60	3,00	3,49	4,04	5,00	5,20
Катодное падение (вольт)	265	154	110	86,5	70,7	62,5	50,9	40,0	37,7	33,0	25,5	23,0	21,2

касается изменения внешнего вида и формы разряда, то Зеелигеру и Смекалю [8] удалось наблюдать, как на ртутном катоде разряд, покрывавший при аномальном катодном падении весь катод, начинает вновь стягиваться на поверхности катода на меньшем пространстве и затем, стягиваясь все больше и увеличиваясь в яркости, переходит в малых размеров «катодное пятно» ослепительной яркости. Измерения площади, занятой разрядом на катоде, параллельно с измерением силы тока и напряжения, дали возможность сопоставить кривые увеличения плотности тока j и уменьшения катодного падения V_k (фиг. 158) с увеличением силы тока I , отложенной на этой фигуре на оси абсцисс.

Обычный способ зажигания дуги при технических применениях путем раздвижения электродов вызывается тем, что дуга горит при сравнительно низких напряжениях в десятки вольт, тогда как для зажигания тлеющего разряда нужно напряжение порядка сотен вольт.

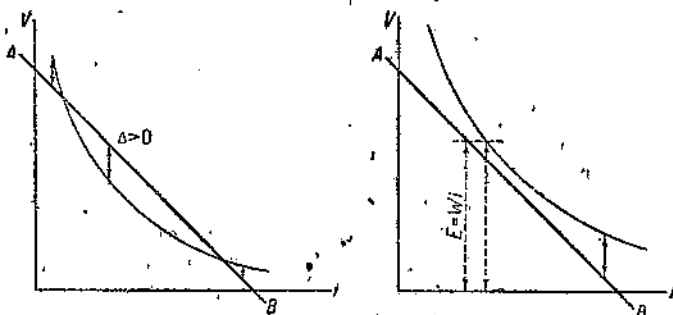
Самый процесс зажигания при раздвижении (или разрыве) электродов объясняется местным нагреванием электродов вследствие существования между ними плохого контакта, сопровождаемого еще испарением тонких «мостов», образующихся между электродами при разрыве. Существует нижний предел силы тока (порядка 1—2 А), при котором возможно образование дуги при разрыве. Существование такого предела вытекает из рассмотрения характеристик дуги при разных расстояниях между электродами. Из этих характеристик можно найти путем экстраполяции силу тока, соответствующего длине дуги, равной нулю. Это и будет вышеупомянутый предел.

Вопрос об образовании дуги при разрыве технически важен не только с точки зрения получения «полезных» дуг, но также и с точки зрения избежания дуг «вредных», например, образования дуги при размыкании рубильников. В случае постоянного тока в этом отношении следует отметить следующие простые соображения. Пусть L — самоиндукция контура, W — его сопротивление, E — э. д. с. источника тока, $V(i)$ — функция характеристики дуги. Тогда мы должны иметь:

$$E = L \frac{di}{dt} + Wi + V(i), \quad (1)$$

что можно переписать так:

$$L \frac{di}{dt} = (E - Wi) - V(i) = \Delta, \quad (1')$$



Фиг. 159.

но $(E - Wi)$ есть не что иное, как ордината «прямой сопротивления» аи $V(i)$ — ордината характеристики дуги. Чтобы $\frac{di}{dt}$ было отрицательно, т. е. чтобы ток i непременно уменьшался со временем и между электродами рубильника не образовалось стойкой дуги, надо, чтобы имело место $\Delta < 0$, т. е. надо, чтобы во всех точках характеристики соблюдалось неравенство:

$$V(i) > E - Wi. \quad (2)$$

Для этого характеристика всеми своими точками должна лежать выше прямой сопротивления AB , (фиг. 159). Это заключение не предусматривает существования емкости в цепи и относится лишь к постоянному току, но показывает, как можно подходить к решению подобных вопросов.

Несколько более полное решение задачи можно получить из условий устойчивости питаемого постоянным током разряда, рассмотренных нами в гл. XI.

§ 4. Катодное пятно. Внешний вид и отдельные части дугового разряда. В случае нормальной дуги область, занятая разрядом на поверхности катода, сосредоточена в так называемом «катодном пятне», светлом, довольно резко ограниченном пятнышке. Катодное пятно неподвижно сидит на угольном катоде и находится в быстром движении на металлическом катоде. Поэтому свойства пятна на металлических катодах плохо изучены. В случае горячего анода и небольшого расстояния между анодом и катодом, присутствие анода сильно влияет на условия термического равновесия на катоде, а потому и на свойства катодного пятна. При удалении анода от угольного катода размеры катодного пятна стремятся к некоторому постоянному предельному значению, зависящему от силы тока. Измерения, произведенные в этом направлении Гюнтершульце, показали, что в довольно широких пределах (от 1,5 до 10 А) площадь, занимаемая катодным пятном на угольном электроде, пропорциональна силе тока и соответствует при атмосферном давлении средней плотности тока 470 А/см^2 . Данные о плотности тока в пятне на металлических катодах разноречивы. Гюнтершульце нашел для ртути 4000 А/см^2 , для железа в воздухе — 7200 А/см^2 . Если катод представляет собой небольших размеров металлический шарик на узеньком стержне, то вся поверхность шарика принимает одну и ту же температуру, и специального катодного пятна не образуется. При уменьшении давления площадь, занимаемая катодным пятном на угольном катоде, при постоянной силе тока сильно увеличивается, и, следовательно, плотность тока уменьшается. При дальнейшем уменьшении давления — при некотором критическом давлении — площадь, занимаемая катодным пятном, внезапно уменьшается до размеров, меньших, чем те, которые соответствуют атмосферному давлению, и одновременно напряжение между электродами дуги падает, примерно, на 30 В. Впрочем, следует указать, что это явление наблюдается не во всех газах. Так, в неоне площадь, занимаемая катодным пятном на угольном электроде, и плотность тока в пятне остаются неизменными, пока при уменьшении давления дуговой разряд не перейдет в тлеющий или не прекратится вовсе.

Резкая граница катодного пятна объясняется тем, что количество излучаемой энергии, как известно, пропорционально четвертой степени температуры, а интенсивность термической эмиссии является, по закону Ричардсона, экспоненциальной функцией температуры. Поэтому сравнительно медленному или пологому уменьшению температуры с удалением от центра пятна соответствует весьма быстрое падение как светового излучения, так и термической эмиссии, а это равносильно резкой «оптической» и «электрической» границе пятна. Иллюстрацией

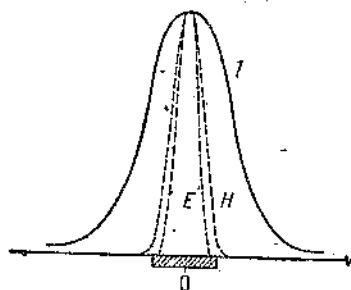
могут служить кривые фиг. 160: T соответствует абсолютной температуре, E — яркости излучения, H — интенсивности термоэлектронной эмиссии. По оси абсцисс отложены расстояния от центра пятна O . Заштрихованная часть оси абсцисс соответствует площади, занятой на катоде катодным пятном.

При изменении силы тока изменение площади, занятой катодным пятном, следует изменению силы тока с некоторым запаздыванием, как показала одновременная регистрация силы тока при помощи осциллографа и величины катодного пятна при помощи кинематографирования.

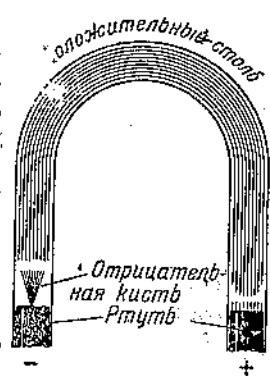
Отметим еще, что угловой катод при горении дуги обычно заостряется, тогда как на аноде образуется, если разряд не перекрывает всю площадь основания анода, круглое углубление. Отсюда произошло название «положительный кратер дуги».

Катодное пятно является источником интенсивного потока электронов: в этом пятне и ближайших к нему частях дуги сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания дугового разряда, аналогично тому, как в тлеющем разряде эти процессы сосредоточены на поверхности катода, в темном круговом пространстве и в начале отрицательного тлеющего свечения.

Непосредственно к катодному пятну прилежит часть, соответствующая отрицательному тлеющему свечению. Эту часть называют «отрицательной» или «катодной кистью», или «отрицательным пламенем». Остальных частей дуги может и не быть налицо. Дуговой разряд при приближении анода к катоду продолжает существовать, если анод «омывается» отрицательным пламенем. Развитие остальных частей дугового разряда в значительной степени зависит от внешних условий, например, горит ли дуга свободно, или разряд происходит в более или менее узкой трубке, а также от того, происходят ли в газе около электродов и между ними какие-либо химические процессы. Наиболее простой случай получается при отсутствии химических процессов, что имеет место, когда дуговой разряд происходит в инертном газе или в вакуумной трубке, заполненной исключительно металлическими парами электродов. Последний случай имеет место в ртутной дуговой лампе. При этих простых условиях в дуговом разряде существуют все те же части, что и в тлеющем разряде, за исключением первого катодного свечения, а — анодова и темного кругового пространств. Фиг. 161 дает иллюстрацию на примере ртутной дуги. В более сложных случаях к основным частям разряда прибавляются различные «ореолы» и «пламена». И те и другие различно окрашены и отличаются от прочих

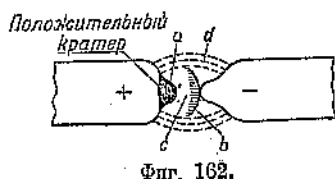


Фиг. 160.



Фиг. 161.

частей разряда по своему спектру. В некоторых случаях по спектру этих „ореоло“ и „пламен“ можно судить об образовании определенных химических соединений в различных частях дуги. На расположение пламен оказывают влияние конвекционные токи в газе. При горизонтальном рас-



Фиг. 162.

положении электродов можно наблюдать пламена, вздымающиеся вверх.

Приводим еще схематическую фиг. 162, относящуюся к нормальной дуге в атмосфере между угольными электродами. Здесь *b* представляет собой отрицательную кисть (отрицательное пламя), *a* — положительный столб (положительное пламя), *c* — темное фаратеево пространство, *d* — ряд ореолов в виде распычатых свечений. Наблюдались случаи, когда ореолы и пламена различной окраски возникали постепенно с увеличением силы тока в дуге.

§ 5. Распределение потенциала в дуговом разряде. Распределение потенциала в дуговом разряде изучено менее точно и подробно, чем в тлеющем разряде, по двум причинам: во-первых, в дуговом разряде не наблюдается таких резко определенных точек, как граница отрицательного тлеющего свечения или точка минимума градиента поля в тлеющем разряде, где, кстати сказать, вследствие меньшего давления, при котором обыкновенно наблюдается тлеющий разряд, по сравнению с дугой все линейные размеры отдельных частей разряда больше; во-вторых, высокая температура частей дуги не дает возможности использовать в полной мере метод зондов.

В общем, все падение потенциала между электродами дуги, складывается из катодного падения, анодного падения и падения в положительном столбе. Сумму катодного и анодного падений можно определить, сближая анод и катод до исчезновения разряда. Затем можно определить анодное падение, исходя из некоторых упрощающих действительное положение вещей допущений. На аноде весь ток разряда определяется потоком электронов, попадающих на анод; назовем этот ток через *i*, анодное падение через V_a , «работу выхода» одного электрона из анода через φ . Тогда количество энергии W , выделяющейся в 1 сек. на аноде при ударе об него электронов, можно приравнять:

$$W = i(V_a + \varphi). \quad (3)$$

При этом мы ввели упрощающие предположения: 1) электроны пробегают свободно все анодное падение, не обладая начальными скоростями в начале этого пути; 2) электроны от анода не отражаются. При стационарном состоянии количество освобождаемой электронами энергии W равно количеству тепловой энергии S , теряемой анодом вследствие излучения и теплопроводности: $W = S$.

В некоторых случаях S можно подсчитать^[9], а именно, можно построить специальный анод, нагреваемый специально подведенным током, и определить, при какой мощности тока нагрева температура анода та же, что и во время существования дугового разряда. Измерение мощности тока нагрева при прочих равных условиях, которые

могут изменяться, например от нагревания анода излучением катода, и даст нам S . О равенстве температур при разряде и при постоянном нагреве можно судить, измеряя сопротивление анода весьма слабыми токами, не нарушающими теплового равновесия, или пирометрически. Из равенства

$$S = W = i(V_a + \varphi) \quad (4)$$

можно определить V_a , зная S , i и φ .

Подобный же расчет некоторые авторы пытались произвести и для баланса энергии на катоде. Здесь дело усложняется появлением нового неизвестного — отношения части тока, переносимого электронами к общей силе разрядного тока. Кроме того, усложняюще действует еще испарение материала катода (что впрочем следует отнести также и к расчетам для анода).

Как результат всех произведенных до сих пор измерений и расчетов следует, что сумма катодного и анодного падений, примерно, того же порядка, что потенциалонный потенциал газа или пара, в котором происходит разряд. О распределении всего падения потенциала между катодными и анодными частями разряда можно судить по следующей таблице, относящейся к дугам в парах металлов. Здесь V — общая разность потенциалов между электродами дуги, V_k и V_a — катодное и анодное падения потенциала, I — сила тока в дуге.

Таблица 2

V (вольт)	I (ампер)	V_k (вольт)	V_a (вольт)
8,16	очень мало	5,47	2,69
$9,20 \pm 0,15$	5—20	5,48	3,72
$8,80 \pm 0,15$	очень мало	5,29	3,59
$10,53 \pm 0,15$	10—30	5,25	5,25
$9,90 \pm 0,15$	10—20	5,02	5,02
$12,30 \pm 0,15$	10—30	4,90	7,61

Несоответствие в этой таблице суммы $V_k + V_a$ и V происходит благодаря указанным выше неточностям всех этих измерений.

§ 6. Характеристика дугового разряда. Так как в технических применениях дуги (например в колебательных схемах) вопрос о характеристике дуги имеет существенное значение, то был произведен ряд попыток представить аналитически зависимость между током и напряжением в дуге. Из всех этих эмпирических формул наибольшего внимания заслуживает формула мисс Айртон [10]:

$$V = a + bl + \frac{c + dl}{I}, \quad (5)$$

где V — напряжение между электродами, I — сила тока в дуге, l — длина дуги, a , b , c и d — четыре константы формулы Айртон.

Формула характеристики Айртон установлена, прежде всего, для дуги между угольными электродами. Под l подразумевается расстояние между катодом и плоскостью, проведенной через край «положительного кратера» (фиг. 163).

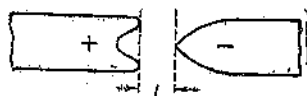
Перепишем формулу Айртон в виде:

$$IV = (a + bl)^2 + (c + dl)$$

или

$$IV = (bi + d)l + (c + ai), \quad (6)$$

заключаем, что между мощностью тока в дуге, с одной стороны, и силой тока при постоянной длине дуги, а также и длиной дуги при постоянной силе тока, — с другой, существует линейная зависимость.



Фиг. 163.

Константы формулы Айртон зависят от рода газа, от давления газа, а также от условий горения дуги — в закрытом пространстве или свободно, с циркуляцией или без циркуляции газа, и от условий охлаждения электродов, а следовательно, от размеров, формы и прочих свойств углей.

Как пример можно привести следующие ряды чисел (табл. 3а), иллюстрирующих эту зависимость.

Таблица 3а

Константы	Воздух без циркуляции	Воздух с циркуляцией	Ar	CO ₂	N ₂
$a =$	35,7	44,1	24,8	44,5	48,2
$b =$	3,0	2,6	0,9	1,7	2,6
$c =$	114,8	17,8	10,2	10,2	23,3
$d =$	1,8	1,8	0,0	8,7	5,8

Зависимость констант формулы Айртон от давления в случае воздуха приведена в табл. 3б.

Таблица 3б

Давление мм Hg	a	b	c	d
740	38,5	2,15	54	6,1
100	35,5	1,84	38	8,3
50	33,7	1,51	26	10,8
10	27,0	1,35	19	13,4
5	23,7	1,20	0	15,7

Формула Айртон годится только для нормальной дуги. При переходе дуги в шипящую дугу в характеристике происходит скачок. «Шипящая дуга» не следует этой формуле; соответствующие характеристики приведены на фиг. 164.

Если углы дуги неоднородны, а содержат, например, сердцевину из солей (для окраски дуги), то характеристика не только не следует формуле Айртон, но и становится местами возрастающей.

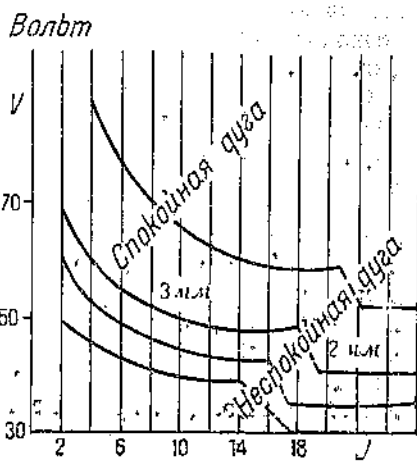
К дуге в воздухе между металлическими электродами формула Айртон в большинстве случаев приложима. Константы различны для различных металлов и еще сильнее зависят от разных внешних условий (охлаждение), чем в случае угольных электродов. Некоторые исследователи [11,12] с успехом применяли обобщенную формулу Айртон:

$$V = a + bl + \frac{c + dl}{i^n}, \quad (7)$$

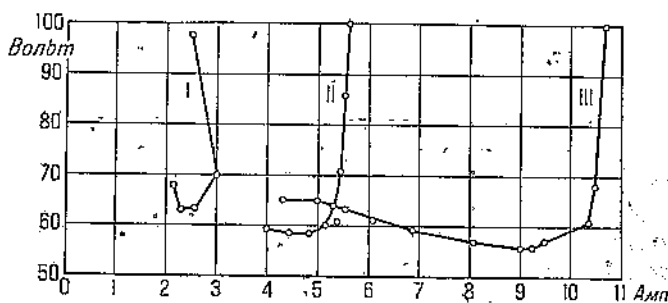
где n оказывалось различным для разных металлов (от 0,34 до 1,38; для угля $n=1$).

В случае дугового разряда в вакуумированном сосуда, заполненном парами металла (например ртутная дуга), давление пара зависит от температуры электродов, а следовательно, и от силы разрядного тока.

Поэтому в этом случае характеристика принимает совершенно другую форму, и может быть возрастающей. Ход характеристики при этом сильно зависит от условий охлаждения всей трубки. Для примера приводим характеристики ртутной дуги [13,14] (фиг. 165). Кривая I отно-



Фиг. 164.



Фиг. 165.

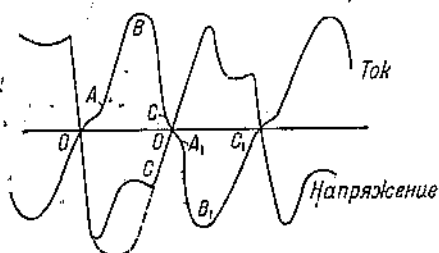
сится к дуге со стенками трубки, защищенными от охлаждения, II — к дуге в трубке, окруженной комнатным воздухом без специального охлаждения, и III — к трубке, охлаждаемой очень холодным током воздуха. Если учесть изменение плотности пара с изменением тока, то характеристика снова принимает падающую форму.

Формула Айртон и все вышесказанное относится к статической характеристике дугового разряда. Вследствие большого значения температуры катода для процессов в дуге в дуговом разряде более,

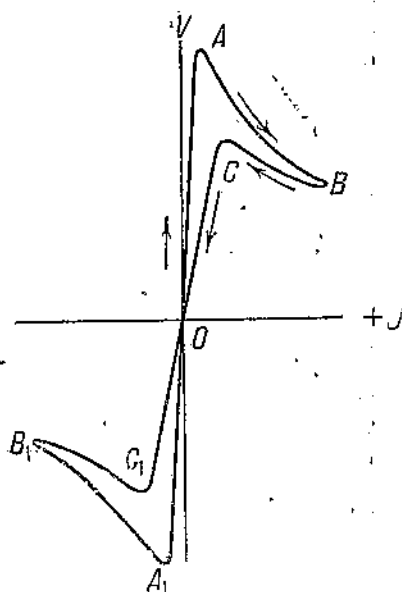
чем в какой-либо другой форме разряда, наблюдается явление гистерезиса; вследствие этого динамическая характеристика дугового разряда сильно отличается от статической. Вид этой характеристики, конечно, зависит от быстроты изменения режима дуги. Практически наиболее важны характеристики дуг при питании переменным током. Поэтому эти характеристики довольно хорошо изучены. Одновременное снятие осциллографом тока и напряжения дает картину, изображенную на фиг. 166.

Начерченная по этим кривым характеристика дуги за целый период имеет вид, представленный на фиг. 167.

При обсуждении этой характеристики (фиг. 166) надо иметь в виду, что мы имеем здесь дело с катодом, не успевшим еще охладиться после разряда, имевшего место в предыдущем периоде тока. Поэтому катод с самого начала периода, когда внешняя э. д. с. проходит через



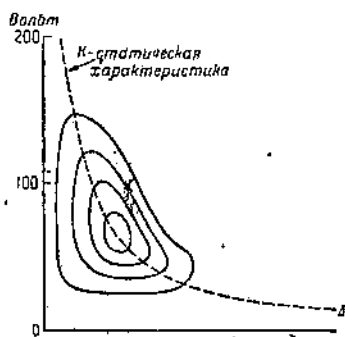
Фиг. 166.



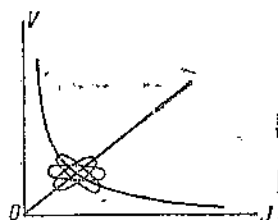
Фиг. 167.

нуль, уже в некоторой степени эмиттирует электроны. От точки O до точки A характеристика соответствует «несамостоятельному разряду», источником которого являются эмиттируемые катодом электроны. В точке A происходит «зажигание дуги», т. е. переход разряда из несамостоятельного в самостоятельный, причем необходимо заметить, что точка A благодаря высокой температуре катода соответствует потенциалу гораздо более низкому, чем «потенциал зажигания» разряда при холодных электродах. После «точки зажигания дуги» разрядный ток быстро увеличивается, а потому при наличии сопротивления во внешней цепи напряжение между электродами дуги падает, хотя внешняя э. д. с. (пунктир на фиг. 166) еще некоторое время увеличивается. С уменьшением внешнего напряжения и тока, даваемого внешним источником, разрядный ток начинает уменьшаться. Точка B , соответствующая началу уменьшения тока через дугу, называется «поворотной точкой характеристики». С уменьшением тока в дуге напряжение между ее электродами может вновь возрасти в зависимости от внешнего сопротивления; но часть BC характеристики на фиг. 167 может

быть и горизонтальной или иметь противоположный наклон. С уменьшением тока в дуге начинается уменьшение температуры катода. Наконец, достигается такой температурный режим, при котором самостоятельный разряд при данной эмиссии с катода и данном напряжении между электродами дуги существовать более не может. Этому режиму соответствует точка *C*, называемая «точкой потухания дуги». После точки *C* ток самостоятельного разряда уменьшается до нуля вместе с уменьшением напряжения между электродами. После перехода напряжения через нуль роль катода начинает играть прежний анод. В начале полупериода его температура оказывается ниже температуры бывшего катода в конце предыдущего полупериода, и возрастание разрядного тока в начале полупериода идет медленнее, чем спадание тока в конце.



Фиг. 168.



Фиг. 169.

Если на электроды дуги, питаемой постоянным током, наложить переменное напряжение амплитуды, меньшей, чем напряжение питающего дугу тока, то характеристика получается в виде замкнутой кривой, охватывающей статическую характеристику с обеих сторон (фиг. 168).

На вид динамической характеристики оказывают влияние, конечно, все условия, определяющие режим дуги, как то: расстояние между электродами, величина внешнего сопротивления — самоиндукция внешней цепи, частота переменного питающего дугу тока и т. п.

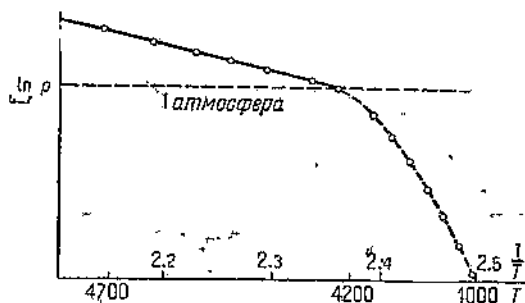
С увеличением расстояния между электродами увеличивается потенциал зажигания дуги, и вся динамическая характеристика растягивается в вертикальном направлении. Такое же влияние оказывает увеличение внешнего сопротивления. Самоиндукция во внешней цепи уменьшает быстроту изменения силы тока, а следовательно, и колебания температуры катода и приводит к сглаживанию острых углов характеристики. При увеличении частоты переменного тока охлаждение катода становится меньше, характеристика стремится принять вид петли, приближающейся все более и более к наклонной прямой, проходящей через начало координат. Такое же поворачивание и вытягивание происходит, как показывает опыт, и с характеристикой, относящейся к переменному напряжению, наложенному на постоянный ток (фиг. 169).

Существенно, что при этом характеристика становится почти во всех своих точках возрастающей, несмотря на то, что при тех же условиях статическая характеристика — падающая. Так как во всех схемах,

служаших для генерации колебаний, существенными являются элементы этой схемы, имеющие падающую характеристику, то это вид изменения характеристики дугового разряда с увеличением частоты кладет предел применению дуги при генерации высокочастотных колебаний.

Заметим еще, что между металлическими электродами нельзя поддерживать дугу при низких частотах вследствие быстрого их охлаждения. Но при высоких частотах это вполне возможно. Есть наблюдения, показывающие, что дуга между металлическими электродами в водороде обладает при частоте 500 000 пер/сек такими же свойствами, как дуга в воздухе между угольными электродами при 50 пер/сек.

§ 7. Температура и излучение отдельных частей дугового разряда. Излучение различных «пламен» дуги соответствует излучению соответствующих частей тлеющего разряда. Как общее правило в дуге наблюдаются спектры, соответствующие малой энергии возбуждения атома. Поэтому самые спектры нормальных атомов в спек-



Фиг. 170.

роскопии носят название «дуговых спектров», в то время как спектры пониженных элементов называются «спекровыми спектрами». При техническом применении дуги для освещения пользуются в некоторых случаях излучением газа (например ртутные дуги или дуги в неоне и дуги с электродами, содержащими сердцевину из летучих солей металлов).

В случае обыкновенной дуги в воздухе между угольными электродами преобладает излучение раскаленных электродов, преимущественно — положительного кратера. Температура газа в дуге не имеет значения для излучения этого газа и зависит от большого числа второстепенных причин, как то: форма и расположение электродов и т. п. Более типична для дуги температура электродов, особенно анода. При достижении определенной плотности тока, температура анода от силы тока не зависит и определяется исключительно температурой плавления или возгонки материала анода. Так как эта последняя температура, как известно, зависит от давления, под которым находится плавящееся или возгоняемое тело, то температура анода, а следовательно, и интенсивность излучения положительного кратера зависит от давления, при котором горит дуга. В этом отношении известны классические опыты Луммера^[15, 16], а затем Кона и Гуккеля^[17] с угольной дугой под давлением, приведшие к получению очень высоких температур.

При атмосферном давлении различные исследователи находят температуру положительного кратера дуги между угольными электродами в 4200—4300° К. Об изменении температуры положительного угольного кратера с давлением дает понятие следующая таблица, а также кривая фиг. 170

Таблица 4.

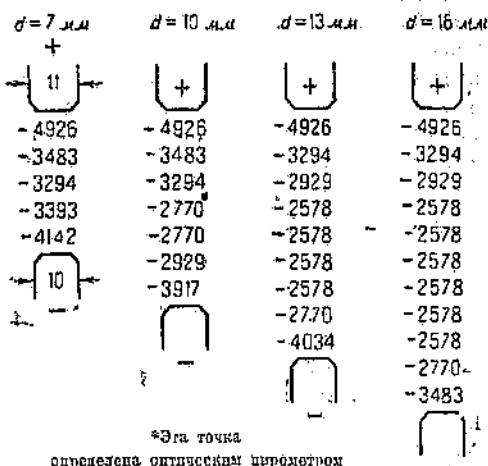
Давление в ат	0,1	0,5	1,0	2	10	20
Абсолютная температура	3940	4145	4200	4900	6520	7560

Прямая линия, на которую на этом чертеже укладываются точки для давлений от 1 ат и выше, служит подтверждением предположения, что температура положительного кратера определяется температурой плавления вещества анода, так как по формулам термодинамики как раз должна существовать линейная зависимость между $\ln p$ и $\frac{1}{T}$. Отступления от линейной зависимости при более низких давлениях находят свое объяснение в побочных обстоятельствах. Температура катодного пятна несколько менее хорошо изучена и всегда на несколько сот градусов ниже температуры положительного кратера. Для металлических электродов можно привести следующие данные (табл. 5).

Предполагают, что в последних трех случаях (Al, Mg и Zn) температура анода и катода определяется температурой плавления оксидов, которыми соответствующие металлы покрыты при горении дуги в воздухе.

Представление о распределении температуры в пространстве между электродами могут дать схемы фиг. 171 [18]. На этих схемах обозначены в °К температуры, измеренные в различных точках угольной дуги при расстояниях между угольниками в 7, 10, 13 и 16 мм.

Вследствие высоких температур частей дуги эти температуры не могут быть определены при помощи термоэлементов или болометров. Температуры электродов определяются пирометрически по излучению, конечно, с необходимыми поправками на отступления от законов излучения черного тела. Один из способов определения температуры в про-



Фиг. 171.

Таблица 5.

Металл	Анод (в градусах Кельвина)	Катод (в градусах Кельвина)
Cu	2430 — 2450	—
Fe	2535 — 2505	2430
Ni	2430 — 2450	2365
Wo	4150 — 4250	3000
Al	3400	
Mg	3000	
Zn	2300	

странстве между электродами такой. При помощи объектива получают действительное изображение дуги и определяют температуру термoeлементa в различных точках этого изображения. Принимая, что температура термоэлемента в каждой точке изображения пропорциональна температуре в соответствующей точке дуги, определяют относительные температуры различных точек дуги. Вводят в какую-либо точку дуги небольшой угольный штабик и определяют истинную температуру штабика по излучению этого штабика. Затем пересчитывают найденные ранее относительные значения температур на истинные.

Заметим еще, что на электроды дуги действуют механические силы подобно тому, как и в тлеющем разряде. Причинами возникновения этих сил являются электростатические силы между зарядами электродов и пространственными зарядами в дуге, бомбардировка электродов ионами и электронами, аэродинамическое действие потоков газа и, наконец, «реакционное давление испарения» электродов. Такое большое число действующих причин приводит, конечно, к сложному характеру наблюдаемых явлений.

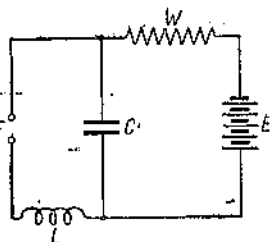
§ 8. Технические применения дугового разряда. Одно из основных применений дугового разряда заключается в использовании развивающейся в дуге высокой температуры. На этом принципе основана печь Муассана. В этой печи между угольными электродами высокая температура поддерживается внутри замкнутого пространства, защищенного от потерь тепла в окружающее пространство стенками из шамотовой глины или другого плохо проводящего тепло материала. Муассану удалось таким путем расплавить графит и получить при обратном его затвердевании маленькие кристаллики алмаза. Далее, высокая температура дуги используется при электрической резке металла. Один полюс от мощного источника тока подводится к разрезаемой металлической пластинке, другой — к резцу. Образующаяся между пластинкой и резцом дуга расплавляет металл. Проводя резцом вдоль металла, можно сделать в металлической пластинке разрез любого очертания наподобие того, как это достигается при помощи кислородно-водородного пламени. «Электрическая сварка» металлов также основана на использовании высокой температуры дуги.

Особо удобным для получения очень высокой температуры оказался следующий способ, предложенный Ленгмюром несколько лет тому назад. Между двумя вольфрамовыми электродами зажигается дуга, и через эту дугу продувается струя водорода. При опрыскивании с раскаленным вольфрамом водород переходит в атомарное состояние: его молекулы распадаются на отдельные атомы. Эта диссоциация сопровождается большим поглощением тепла. Покинув поверхность раскаленного вольфрама, атомы водорода начинают вновь соединяться в молекулы H_2 , выделяя обратно теплоту диссоциации. Особенно интенсивно эта рекомбинация происходит там, где струя атомного водорода встречается на своем пути какое-либо тело. Интенсивное выделение теплоты диссоциации позволяет получить таким путем в теле, омываемом струей атомарного водорода, температуру до 3500° , тогда как кислородно-водородное, а также кислородно-ацетиленовое пламя дают температуры значительно более низкие.

Высокая температура положительного кратера дуги позволяет использовать дуговой разряд между угольными электродами в качестве мощного и довольно экономичного источника света, богатого ультрафиолетовыми лучами. Неудобство этого источника заключается в необходимости после довольно короткого промежутка времени заменять служащие электродами дуги уголи новыми вследствие их «сгорания», а также в необходимости механического приспособления, постоянно придвигающего концы углей друг к другу, для поддержания нужной длины дуги. Чтобы использовать не только свечение раскаленного угля, но и свечение газа в дуге и дать свету дуги какую-либо цветную окраску, положительный уголь просверливается паствозь вдоль оси. Эта полая сердцевина угля заполняется солью какого-либо металла, пары которого светятся в дуге.

Благодаря тому, что дуга имеет падающую характеристику, она легко может быть использована в качестве генератора незатухающих колебаний. Схема такого дугового генератора представлена на фиг. 172. Условия генерации колебаний в такой схеме нами выведены в гл. XII при рассмотрении условий устойчивости разряда и даются выведенным там неравенством:

$$\frac{1}{LC} \left(\frac{e'}{W} + 1 \right) > \frac{1}{4} \left(\frac{1}{CW} + \frac{e'}{L} \right). \quad (8)$$



Фиг. 172:

Так как нам теперь надо, чтобы колебания не затухли, а наоборот, раскачивались до возможно большей постоянной амплитуды, величина которой в конечном итоге определяется условием равенства затрачиваемой источником тока и расходуемой колебательным контуром энергии, то величина δ в показателях формулы (14) гл. XII должна быть теперь меньше нуля. Это приводит к следующему условию генерации колебаний в добавление к (8):

$$\frac{1}{CW} + \frac{e'}{L} < 0. \quad (9)$$

Для того чтобы колебания контура, представленного на схеме фиг. 172, были синусоидальными, надо, чтобы в течение одного периода колебаний дуга не затухала. А для этого нужно, чтобы алгебраическая сумма постоянного тока, питающего дугу, и наибольшего значения переменного колебательного тока при противоположном направлении последнего была больше той минимальной силы тока, при которой дуга еще поддерживается. Можно сказать и так: разность э. д. с. источника E и амплитуда колебаний потенциала конденсатора C должна быть больше минимального потенциала, необходимого для поддержания дуги. Такие колебания называются колебаниями первого рода.

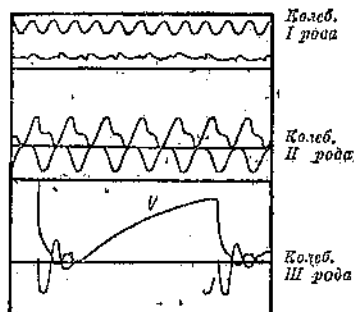
Если в течение некоторой доли периода колебаний разность потенциалов между электродами дуги приобретает столь малые значения, что дуга прекращается и затем вновь зажигается лишь после того, как в течение следующего периода разность потенциалов между электродами

вновь возрастает до потенциала зажигания дуги, то генерируемые колебания очень сильно отступают от синусоидальной формы и называются колебаниями второго рода.

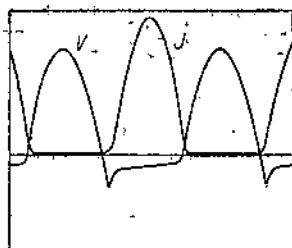
Наконец, колебания третьего рода получаются тогда, когда амплитуда колебаний потенциала на электродах дуги настолько велика, что во вторую половину периода вновь получается зажигание дуги при обратном направлении тока.

Колебания третьего рода применяются, когда надо иметь мощные колебания; колебания первого рода, — когда надо иметь по возможности чистые синусоидальные колебания. Конструированный для целей радио-телеграфии дуговой генератор называется генератором Паульсена. Для правильной работы такого генератора очень важен стационарный режим дуги. Один из способов осуществления такого режима — продувание через дугу непрерывной струи водорода. Кривые фиг. 173, начерченные по осциллограммам, дают образцы колебаний первого, второго и третьего рода.

Заметим еще, что приведенные выше формулы (8) и (9) соответствуют весьма упрощенной теории колебаний дуги. При более строгом



Фиг. 173.



Фиг. 174.

рассмотрении приходится считаться с особенностями динамической характеристики дуги. Во всяком случае, даже при применении формул (8) и (9), e' приходится брать не из статической характеристики, а из особой «средней характеристики», построенной на основании восходящей и нисходящей ветвей динамической характеристики.

Еще одно техническое применение дуги состоит в использовании ее в качестве выпрямителя. Для этой цели электроды дуги делаются асимметричными по размерам, или еще проще — по составу. Мы знаем, что при малом числе периодов переменного тока дуга не может гореть между металлическими хорошо проводящими тепло электродами, так как металлический катод не удерживает нужной для поддержания дуги температуры. Если сделать один электрод дуги из угля, а другой из меди, то дуга будет существовать лишь в ту половину периода, когда уголь будет катодом, а медь анодом, и ток получится выпрямленный. Пример выпрямленного таким образом тока дают кривые фиг. 174.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ.

§ Разряды с посторонним источником возбуждения.

§ 1. Разряды с интенсивным фотоэлектрическим действием на катоде. Разрядами с посторонним возбуждением мы условимся называть такие случаи разряда, которые вследствие усиленного выделения электронов на катоде не подходят по своим свойствам под обычное понятие тихого разряда, а от различных видов самостоятельного разряда отличаются тем, что превращение дополнительной или «посторонней» ионизации на катоде ведет к прекращению разряда или переходу его в совершенно другую форму. Сюда относятся, прежде всего, разряды с усиленным фотоэффектом на катоде, имеющие место в так называемых газовых фотоэлементах. В фотоэлементах этого типа ток по сравнению с вакуумными фотоэлементами усиливается благодаря образованию таунсендовской лавины электронов, согласно формуле (16) гл. XII:

$$i = i_0 \frac{(a - \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}{a - \beta e^{(\alpha - \beta)d}}. \quad (1)$$

Как видно из этой формулы, разрядный ток зависит, с одной стороны, от числа электронов, выделяющихся на катоде под действием света с другой — от величины коэффициентов α и β и, следовательно, от напряжения поля и давления газа. Коэффициентом β практически можно пренебречь вследствие его малости по сравнению с α .

Если при одном и том же напряжении поля — одной и той же разности потенциалов между плоскими электродами — постепенно увеличивать давление газа, начиная от нуля, то разрядный ток сперва увеличивается, проходит через максимум и затем убывает. Это явление называется «эффектом Столетова» и объясняется на основе теории Таунсенда тем, что коэффициент α при изменении давления проходит через максимум. Чтобы найти условия этого максимума, поступим так. Согласно Таунсенду, зависимость α от напряжения поля E и от давления газа p такова, что $\frac{\alpha}{p}$ является функцией $\frac{E}{p}$, т. е.:

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \text{ или } \alpha = p \cdot f\left(\frac{E}{p}\right). \quad (2)$$

Ищем максимум α , приравнявая нулю производную от α по p :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial p} = p \frac{\partial f\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} + f\left(\frac{E}{p}\right) = 0,$$

или

$$p \frac{\partial f\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)} \cdot \frac{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} + f\left(\frac{E}{p}\right) = 0.$$

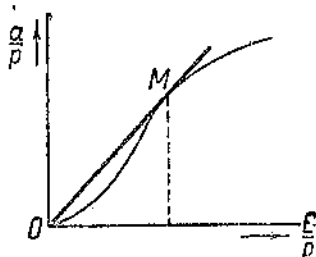
Но так как

$$f\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{\alpha}{p} \text{ и } \frac{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} = -\frac{E}{p^2},$$

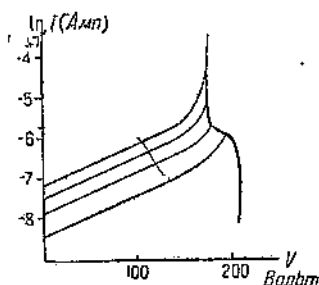
то

$$-\frac{\partial\left(\frac{\alpha}{p}\right)E}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)p} + \frac{\alpha}{p} = 0, \quad \frac{\alpha}{E} = \frac{\partial\left(\frac{\alpha}{p}\right)}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}. \quad (3)$$

Если построить кривую, изображающую зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ при постоянном E (фиг. 175) и провести касательную OM из начала координат, то точка касания M как раз удовлетворит равенству (3).



Фиг. 175.



Фиг. 176.

При пользовании газовым фотоэлементом необходимо оставаться в области несамостоятельного разряда, так как иначе ток не будет зависеть от освещения. Поэтому вопрос о переходе разряда в самостойтельный или о потенциале зажигания разряда в условиях более или менее значительного фототока с катода имеет при изготовлении газовых фотоэлементов и при пользовании ими весьма актуальное значение. Согласно теории Таунсенда, потенциал зажигания не зависит от величины фототока с катода, так как величины n_0 или i_0 в условии возникновения самостоятельного разряда не входят. Между тем, в действительности дело обстоит несколько иначе, как это показали исследования Кемпбелля [1]. Результаты измерений Кемпбелля представлены кривыми фиг. 176. По оси абсцисс отложена разность потенциалов между плоскими электродами, по оси ординат — логарифм тока несамостоятельного разряда. Различные кривые тока соответствуют различной интенсивности освещения катода. Жирная кривая с правой стороны соответствует началу самостоятельного разряда. Как видно из этих кривых, потенциал зажигания ряда тем ниже, чем больше несамостоятельный ток, а следовательно, и чем больше интенсивность освещения катода и число

фотоэлектронов с единицы поверхности. Ход зависимости сложный. Измерения Кембелля произведены с катодом, покрытым слоем металлического калия. Эти результаты еще лишний раз подтверждают высказанное в гл. XI при обсуждении опытов Роговского заключение, что теория Таунсенда требует дополнений и изменений, чтобы объяснить все наблюдаемые при зажигании самостоятельного разряда явления.

§ 2. Разряд с раскаленным катодом. Описывая переход из тлеющего разряда в дуговой, мы установили, что с повышением температуры катода и началом термоионной эмиссии катодное падение начинает уменьшаться. Если взять разряд, в котором катод подогревается не ударами положительных ионов, а каким-либо иным способом, например, пропуская через тело катода электрический ток, то с началом термоионной эмиссии условия разряда меняются совершенно таким же образом, и катодное падение и в этом случае уменьшается. Такие «переходные», как их можно назвать, формы разряда еще очень плохо изучены, в то же время им, повидимому, предстоит очень большое техническое применение. Разряды с подогретым катодом отличаются большой плотностью тока, малым катодным падением и потенциалом зажигания, лежащим много ниже, чем у разряда с холодными электродами. Чтобы понизить необходимую для достижения этих свойств разряда температуру катода, используют усиленную эмиссию оксидных или бариевых катодов. Первые пяти в этом направлении принадлежат Венельту¹², который обнаружил повышенную эмиссионную способность оксидов, исследуя как раз явления разряда при оксидном катоде.

Ленгмюр¹³ исследовал разряды с раскаленным катодом в парах ртути с точки зрения наблюдаемых в них пространственных зарядов и распределения скоростей среди электронов. Построив трубку с раскаленной вольфрамовой нитью в качестве катода, холодным анодом и различной формы зондами, снимая характеристики зондов и применяя свою «теорию зондов», Ленгмюр нашел, что в такой трубке имеются три рода электронов. Первичные электроны — пучок электронов, эмиттированных катодом, в котором на задаваемое электронам разностью потенциалов между катодом и анодом поступательное движение наложено беспорядочное тепловое движение с максвелловским распределением скоростей. Вторичные электроны — образующие столкновениями первичных электронов с атомами газа. И, наконец, еще одна группа электронов, которые Ленгмюр обозначает словом *ultimate* и которые проще всего назвать «остаточными» или «медленными» электронами. «Медленные» электроны беспорядочно двигаются во все стороны и представляют собой типичных представителей электронов «положительного столба». Все эти группы электронов обнаруживаются путем внимательного анализа характеристики зонда, которая ведет себя не так просто, как об этом можно было бы думать на основании схематических кривых, приведенных в § 4 гл. X. Приводим на фиг. 177 кривые, соответствующие одному частному случаю, наблюдаемому Ленгмюром, в одной из его первых работ в этой области.

Три отдельные ветви кривой на этом чертеже соответствуют трем различным масштабам по оси ординат (ток на зонд), находящимся между собой в отношении 0,01 : 0,1 : 1. Пунктирные линии *MA* и *M'A'* соот-

условий опыта. Так, в той же трубке и при тех же 50 В ускоряющего потенциала, но при давлении ртути в 1,6 бара (20° С) и эмиссионном токе с катода 30 мА электроны начали попадать на зонд при —90 В. Температура первичных электронов оказалась равной 56 000° К; средняя скорость их поступательного движения —36 В (или 14 В потери скорости). Температура вторичных электронов оказалась равной 35 000° К и температура медленных 15 600° К. Этих цифр достаточно для иллюстрации описываемого явления.

Ленгмюр задается вопросом: каким образом создается максвелловское распределение скоростей, соответствующее столь высоким температурам, причем контрольные опыты показывают, что это распределение в пучке электронов создается внутри газа на пути порядка менее 1 см. В первых работах Ленгмюра вопрос этот остается нерешенным, так как все перебираемые Ленгмюром возможные факторы, могущие привести к такому распределению, отпадают при количественном рассмотрении задачи (столкновения с молекулами, с электронами, со световыми квантами). С исследователями (Пеннинг, Тонк), указывавшими на электрические колебания в разрядной трубке как на причину возникновения максвелловского распределения, Ленгмюр не соглашается, считая, что его опытами установлено отсутствие этих колебаний. Позднее (1929 г.) появилась работа, совместно сделанная Ленгмюром и Тонком [4], в которой устанавливается существование в положительном столбе разряда с раскаленным катодом особого рода высокочастотных колебаний, которые эти исследователи называют колебаниями плазмы, понимая под *плазмой* среду ионизированного газа с большой плотностью электронов и ионов. Так как вследствие большой массы скорость теплового движения, а также скорость передвижения в электрическом поле для электронов много больше, чем для ионов, то ионы можно рассматривать как неподвижные по отношению к электронам. Если все электроны получают какой-либо толчок, выводящий их из положения равновесия, то отрицательный пространственный заряд окажется смещенным по отношению к положительному. Между ними возникнет сила, которая оказывается квазипругой, т. е. увеличивающейся прямо пропорционально отклонению от положения равновесия. В результате такой силы возникнет гармоническое колебание отрицательного пространственного заряда. Колебания, возникающие в плазме, не следует смешивать с описанными в следующем параграфе колебаниями в низковольтной дуге, вызванными существованием внешнего контура электрической схемы разряда и колебаниями потенциала анода в зависимости от колебаний тока. Как подчеркивает Ленгмюр, колебания плазмы совершенно не зависят от L , C и R контура. Элементарная их теория такова. Пусть некоторое количество электронов в плазме смещено в направлении оси X на некоторое расстояние, причем смещение отдельных электронов является функцией $\xi(x)$ координаты x . Пусть на двух плоских границах рассматриваемого слоя $\xi(x) = 0$, т. е. смещения вне этих границ нет. Тогда изменение концентрации электронов n в данной точке выразится так:

$$dn = n \frac{d\xi}{dx} \quad (4)$$

а вызванное этим изменением плотности электронов поле определится, как и всегда, из уравнения:

$$\nabla V = -4\pi\rho,$$

или

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e dn = 4\pi ne \frac{d\xi}{dx} \quad (5)$$

(где E — напряжение поля), так как edn — избыток отрицательного заряда над положительным. Отсюда напряжение поля: $E = 4\pi ne\xi$, а уравнение движения электрона:

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} + 4\pi ne^2\xi = 0, \quad (6)$$

что приводит к колебательному процессу с частотой:

$$V_s = \left(\frac{ne^2}{\pi m} \right)^{1/2} = 8980n^{1/2}. \quad (7)$$

Частота колебаний, вычисленная по формуле (7), при соответствующем условиям опыта значении n совпадает по порядку величины с наблюдаемыми Ленгмюром и Тонком частотами. Для частоты колебаний ионов, которые в этих условиях также должны совершать колебания, но более медленные, Ленгмюр и Тонк находят величину, соответствующую звуковым частотам. Такие колебания в плазме Ленгмюром и Тонком также установлены. Кроме этих упрощенных подсчетов, в оригинальной работе Ленгмюра и Тонка находим и более строгое решение задачи, основанное на максвелловских уравнениях. Эта более строгая теория подтверждает приведенные выше подсчеты.

Таким образом существование колебаний плазмы можно считать твердо обоснованным как экспериментально, так и теоретически.

§ 3. Низковольтная дуга. Среди различных видов разряда с раскаленным катодом особое место занимают так называемые «низковольтные дуги». В обычных условиях потенциал, при котором может поддерживаться разряд, не ниже ионизационного потенциала того газа, в котором разряд происходит. «Низковольтной дугой» называется тот случай, когда разряд возникает или поддерживается при потенциале, более низком, чем ионизационный потенциал газа. Если потенциал, при котором поддерживается разряд (потенциал горения), при этом ниже не только ионизационного потенциала газа, но и его первого потенциала возбуждения, то это случай «аномальной низковольтной дуги». Если потенциал горения лежит в пределах между первым потенциалом возбуждения и ионизационным потенциалом, то такая низковольтная дуга называется «нормальной».

Так как при раскаленном катode и положительно заряженном аноде через трубку всегда идет более или менее значительный электронный ток, даже и в высоком вакууме, при отсутствии какого бы то ни было газового разряда, то понятия «потенциал зажигания» и «наименьший

потенциал горения» («потенциал потухания») приобретают в случае разряда с раскаленным катодом несколько особый, специфический смысл. Ток раскаленного катода на анод в вакууме ограничен пространственными зарядами. Это значит, что ток на анод зависит от разности потенциалов между анодом и катодом и эта зависимость следует характеристике Ленгмюра («закону $3/2$ »). Однако если в разрядной трубке присутствует газ, то этот газ при определенном потенциале анода начинает ионизироваться. Положительные ионы медленно движутся к катоду, в то время как электроны быстро доходят до анода и исчезают из поля трубки. Созданное положительными ионами добавочное поле рассеивает отрицательный пространственный заряд около катода и, таким образом, увеличивает электронный ток на анод. Это увеличение тем больше, чем больше понижения газа. Поэтому характеристика трубки, имеющей раскаленный, эмиттирующий электроны катод и содержащий газ, загибается вверх по сравнению с вакуумной характеристикой той же трубки, начиная от некоторой разности потенциалов V_z между анодом и катодом. Одновременно трубка начинает светиться. Свечение соответствует характерным частям тлеющего разряда. При дальнейшем увеличении потенциала анода в случае достаточно высокого давления газа ток через трубку начинает очень быстро возрастать. Потенциал V_z и принимается за «потенциал зажигания» разряда с раскаленным катодом, в частности, низковольтной дуги. При уменьшении потенциала анода светящийся разряд поддерживается, и ток сохраняет значения более высокие, чем те, которые соответствуют вакуумной характеристике трубки, вплоть до некоторой разности потенциалов между анодом и катодом V_m , меньшей, чем $V_z \cdot V_m$, и называется наименьшим потенциалом горения или потенциалом потухания низковольтной дуги.

Как V_m , так и V_z в низковольтной дуге уменьшаются с увеличением температуры и эмиссии катода. Что касается давления газа, то для каждого газа существует некоторое оптимальное давление, при котором V_m и V_z при определенной температуре катода имеют наименьшую величину. Большое влияние на V_m и V_z имеют форма и расположение электродов.

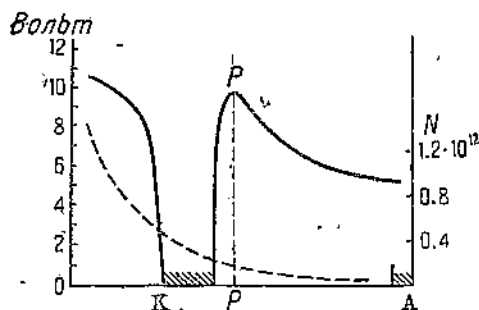
Таблица 1.

Газ	Наименьший наблюдаемый потенциал горения дуги (в вольтах)	Ионизационный потенциал газа (в вольтах)	Наименьший потенциал возбуждения газа (в вольтах)
Гелий	3,5	4,5	19,77 — 20,55
Аргон	3	25,3	11,5
Неон	7,5	11,5	16,6
Ртуть	1,7	20,4	4,9
Калий	0,5	14,1	1,55
Натрий	0,5	5,13	2,12

Для иллюстрации приводим в табл. 1 некоторые цифры, характеризующие явления низковольтной дуги в различных газах.

В целом ряде случаев в низковольтной дуге наблюдается возникновение более или менее высокочастотных колебаний, в особенности при наличии в электрической цепи дуги каких-либо емкостей и самоиндукций.

Объясняется возникновение этих колебаний следующим образом. В низковольтной дуге около катода всегда существует отрицательный пространственный заряд. При замыкании анодной цепи при потенциале, достаточном для ионизации газа, возникает анодный ток, который при наличии достаточного сопротивления в цепи анода создает в этой цепи падение потенциала, понижающее потенциал анода настолько, что ионизация газа прекращается. Тогда вновь усиливается отрицательный пространственный заряд около катода, ток на анод падает, потенциал анода возрастает, ионизация вновь появляется при увеличивается, и весь процесс повторяется снова. Частота этих колебаний не следует формуле Томсона и определяется, в первую очередь, режимом дуги, уменьшаясь с повышением накала катода и повышением давления газа.



Фиг. 179.

Что касается распределения потенциала в низковольтной дуге, то исследованием Комптона и Эккарта¹⁾, произведенные с низковольтной дугой в аргоне по методу зондов Ленгмюра, показали большое накопление положительных пространственных зарядов на небольшом расстоянии от катода.

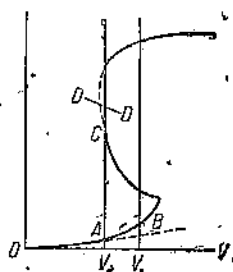
соответственно этому, и потенциал в некоторых точках между катодом и анодом выше потенциала анода, что видно на кривой фиг. 179. Потенциал катода нуль; потенциал анода 5,2 В, а потенциал точки Р 10,5 В. Между Р и анодом поле имеет обратное направление.

Что касается объяснения возможности существования низковольтных дуг, то, во-первых, некоторое число случаев может быть объяснено колебательным режимом дуги. Действительно, прибор постоянного тока, которым определяется разность потенциалов между анодом и катодом показывает в случае колебательного режима лишь некоторое среднее значение потенциала анода по отношению к катоду. В отдельных фазах колебания этот потенциал может быть больше ионизационного потенциала газа, что и ведет каждый раз к возникновению разряда, кажущегося непрерывным вследствие высокой частоты колебаний. Однако все случаи низковольтных дуг одними колебаниями потенциала анода объяснить нельзя. Обращаясь к другим возможным объяснениям, следует рассмотреть вопрос об объяснении низковольтных дуг нормальных и аномальных.

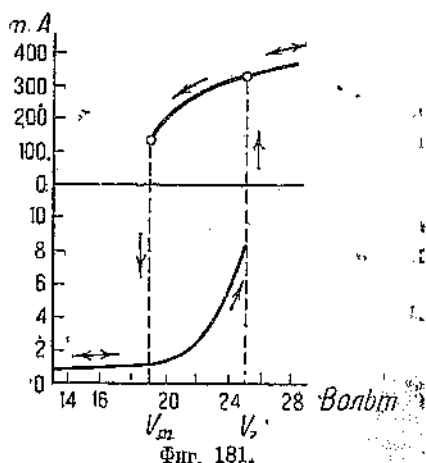
Второй случай сводится к первому при наличии колебаний, при которых потенциал анода не достигает, правда, величины ионизационного потенциала, но в некоторые фазы колебания бывает больше наименьшего потенциала возбуждения газа. Точно так же случай аномальной дуги сводится к случаю нормальной, если в дуге существует такое распределение потенциала, как наблюдаемое в аргоне Комптоном и Эккартом. Нельзя также упускать из вида, что к потенциалу анода при сравнении его с V_i или $V_{рез}$ ¹⁾, строго говоря, надо прибавлять потенциал, эквива-

1) Первый потенциал возбуждения.

лентный начальной скорости электронов. Но здесь надо иметь в виду, что эффект начальных скоростей будет очень мал, так как наиболее вероятная скорость, т. е. та, которой обладает наибольшее число электронов, при допустимых температурах катода всего 0,2—0,3 В, а вероятность, что электрон обладает скоростью в 1 В, порядка 1%. Аналогичные соображения относятся также и к скорости фотоэлектронов, всегда выделяемых на катоде, так как при каждом разряде в газе происходит излучение не только видимой части спектра, но и ультрафиолетовой. Скорости вторичных электронов, вышибаемых ударами положительных ионов о катод, в условиях низковольтной дуги также чрезвычайно малы.



Фиг. 180.



Фиг. 181.

Что касается процесса возникновения нормальной низковольтной дуги, то здесь наиболее естественным является предположение об ионизации ступенями. При этом каждая из этих ступеней может заключаться в соударении первого рода, соударении второго рода и, наконец, в поглощении светового кванта. Количественный подсчет вероятности этих отдельных элементарных процессов заставляет остановиться на следующей картине. В газе происходит возбуждение резонансного излучения атома. Затем энергия этого излучения, согласно воззрениям Комптона, «диффундирует» в газе, т. е. излучается одним атомом и поглощается другим и таким образом передается от одного атома к другому. Благодаря этому процессу в газе — всегда большое число возбужденных атомов, способных быть ионизированными соударениями первого или второго рода. Благодаря этим возбужденным атомам и осуществляется вторая ступень ионизации. Так как в низковольтной дуге с повышением тока происходит падение потенциала на аноде, то вид характеристики низковольтной дуги очень сильно зависит от условий внешнего контура разрядной трубки. Типичные примеры характеристик низковольтной дуги приведены на фиг. 180 и 181. Кривая фиг. 180 имеет резко выраженную «падающую» часть BC и, далее, неустойчивую, соответствующую колебательному режиму разряда, часть D . Кривая фиг. 181 дает пример гистерезиса и различия величин V_0 и V_1 .

ГЛАВА ШЕСТНАДЦАТАЯ.

Высокочастотные разряды.

§ 1. Различные виды высокочастотных разрядов. Как в тлеющем, так и в дуговом разряде весьма существенную роль для поддержания разряда играют процессы на катоде, благодаря которым катод и в том и в другом случае является источником более или менее усиленной электронной эмиссии. Величина этой эмиссии определяет собой в конечном итоге силу разрядного тока через трубку. Так как при этой эмиссии материал и свойства поверхности катода имеют большое значение, то режим разряда в значительной степени зависит от материала катода и от состояния его поверхности.

В настоящее время довольно хорошо изучен вид разряда, при котором газ, где происходит разряд, совершенно не приходит в соприкосновение с каким-либо металлическим электродом. Ни о каких процессах, связанных с катодом, здесь нет речи. Образование свободных ионов и электронов происходит исключительно в самом газе под действием соударений первого и второго рода. Так как постоянное поле, наложенное извне на трубку с газом, собирает все электроны, образуемые остаточной ионизацией, на положительном конце трубки, а движущиеся им навстречу положительные ионы — на отрицательном, то поле этих зарядов, располагающихся на внутренней поверхности трубки, весьма быстро нейтрализует внутри трубки внешнее поле, и дальнейшее образование ионов в трубке прекращается. Поэтому такой вид разряда без электродов, введенных внутрь трубки, при постоянном токе осуществлен быть не может, а возможен только при более или менее быстропеременном токе. Естественно назвать эти виды разряда «высокочастотным разрядом». При этом делается различие между разрядом с внешними электродами, вызываемым переменным электрическим полем, возникающим между приложенными к трубке пазве металлическими электродами, и так называемым «безэлектродным разрядом». Под последним названием понимают разряд, происходящий в трубке или колбе, помещенной внутри катушки (обычно из малого числа витков), включенной в цепь высокочастотного тока.

§ 2. Высокочастотный разряд с внешними и внутренними электродами. Если приложить к концам трубки пазве какие-либо электроды, например кольцевые, и наложить на эти электроды переменное напряжение высокой частоты, то при достаточно высокой амплитуде переменного напряжения в трубке начинается разряд, сопровождающийся свечением газа. Не следует думать, что световая картина, которую дает высокочастотный разряд, всегда просто складывается из световых явлений, имеющих место в обе половины периода

при том и другом направлении тока. В этой картине обычно можно различить части, соответствующие отрицательному тлеющему свечению, фарадееву темному пространству и положительному столбу. Распознавание отрицательного свечения и положительного столба делается путем сличения цвета этих свечений с соответствующими частями обычного тлеющего разряда в том же газе. Как пример приводим фиг. 182 (по Эберту и Видеману).

Характерно, что положительный столб наблюдается именно посередине трубки. Если бы имело место наложение двух картин разряда, положительный столб должен был бы простираться до места расположения обоих внешних электродов. У каждого из них на картину положительного столба должна была бы накладываться картина отрицательного свечения; ни о каком резком разделении отдельных частей разряда не могло бы быть речи. Из этих наблюдений следует заключить, что при высокочастотном разряде образующиеся в трубке в виде пространственных зарядов группировки ионов и электронов не успевают перестраиваться за время перемены направления поля.

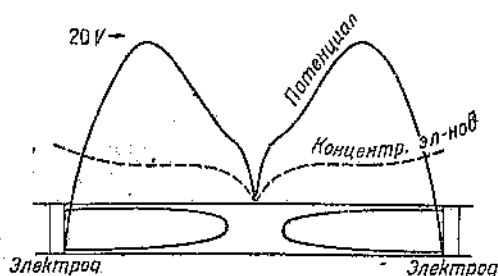
Расположение частей высокочастотного разряда в зависимости от давления газа, расположения и формы электродов и от других условий подробно исследовано Гидеманом ^[1] по отношению к воздуху, кислороду, азоту, аргону и водороду. Гидеман пришел к выводу, что отчетливое разделение отдельных частей разряда происходит лишь при питании разряда незатухающими колебаниями (ламповый генератор). При пользовании затухающими колебаниями (обычный разрядный контур) вся картина более смазана. Характер ее — число и расположение возникающих светящихся полос — отличается от случая незатухающих колебаний. Видимо, здесь играют роль более простые условия электрического поля при незатухающем разряде строго определенной частоты. Помещение электродов внутрь трубки не вносит, согласно Гидеману, существенных изменений в вид разряда и при исследованных им частотах очень мало отличается на потенциале зажигания разряда. Таким образом «внешние электроды» нельзя считать неотъемлемым признаком высокочастотного разряда, лишь бы только на внутренних электродах при недостаточно высокой частоте не начали развиваться характерные для обычного тлеющего разряда процессы на катоде.

Общую картину высокочастотного разряда при незатухающих колебаниях, называемого им «высокочастотным тлеющим разрядом», Гидеман описывает так. При последовательном уменьшении давления в трубке при давлении порядка 15 мм Hg появляется «кистовый» разряд. При давлении в несколько миллиметров кистевой разряд переходит в тлеющий, причем по краям трубки, у самых электродов, появляется с каждой стороны по отрицательному свечению, а посередине образуется положительный столб, отделенный с каждой стороны от соответствующего отрицательного свечения темным фарадеевым пространством. При давлении в 1 мм Hg положительный столб становится очень коротким



Фиг. 182.

и оказывается разделенным на два слоя новым темным пространством. Это темное пространство является типичным для «высокочастотного тлеющего разряда» в чистых газах. При еще более низких давлениях толщина положительного столба всего 2—3 мм при толщине разделяющего его слоя в 1 мм. При дальнейшем разрежении газа положительный столб совершенно исчезает, отрицательное свечение удлиняется.

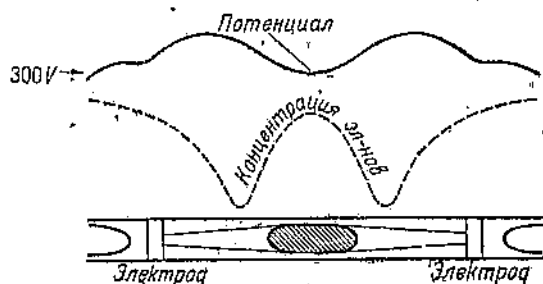


Фиг. 183.

При давлениях газа порядка 0,05 мм отрицательное свечение отделяется от внутренних электродов или от стенок трубки в случае внешних электродов. При еще более низких давлениях вся трубка заполнена слабым диффузным свечением, исчезающим при давлениях ниже 0,001 мм.

В водороде Гидеман наблюдал высокочастотный слоистый разряд. Разность потенциалов соответствующих точек двух соседних слоев оказалась при различных условиях опыта и различном виде страт в газе порядка либо ионизационного потенциала молекулы водорода, либо ионизационного потенциала атома водорода, либо, наконец, потенциала возбуждения атома водорода.

Распределение потенциала и пространственных зарядов в высокочастотном разряде исследовано Банери и Гангули^[2], применившими



Фиг. 184.

к этому случаю метод зондов Ленгмюра и Мосс-Смита. От места расположения электродов потенциал постепенно и симметрично с обоих концов трубки повышается по направлению к средней точке трубки, где он имеет максимум. Повышение потенциала наблюдается также от места расположения электродов к концам трубки. Напряжение поля — наибольшее около электродов. Положительные ионы концентрируются действием высокочастотного внешнего поля около электродов. Электроны тем же полем отгоняются прочь от электродов. В другой работе Банери и Гангули наблюдали появление темного слоя в середине трубки. Они называют этот вид разряда слоистым. Распределение поля и распределение концентрации электронов в этом случае даны кривой фиг. 183. Максимум напряжения поля лежит у ярких голов страт (светящихся полос) в середине трубки. Минимумы соответствуют темным частям. Концентрация электронов имеет минимум в темных частях. Температура, соответствующая распределению скоростей беспорядочного движения электронов, больше

в светлых частях, чем в темных. При низких давлениях наблюдались более сложные явления с образованием отдельных светящихся облаков, высоким значением потенциала в газе (в случае, к которому относится фиг. 184, до 300 вместо 20 V) и с распределением плотности электронов, соответствующим расположению «облаков».

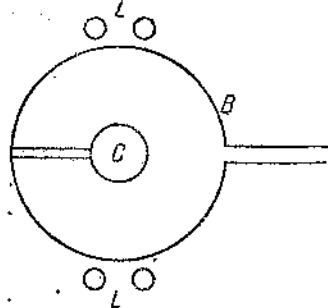
Можно считать установленным, что в высокочастотном разряде с внешними или внутренними электродами устанавливается своеобразное распределение пространственных зарядов, зависящее от характера быстропеременного поля (загухающее, незагухающее) и от деталей условий опыта.

Что касается потенциала зажигания высокочастотного разряда, т. е. той амплитуды быстропеременного наложенного на электроды трубки потенциала, при которой разряд возникает, то при прочих равных условиях этот потенциал следует закону Пашена. При большой частоте питающих трубку колебаний он может быть ниже потенциала зажигания при постоянном токе (согласно опыту Кирхнера^[10], 140 V для воздуха при 0,020 мм Hg давления и расстоянии между электродами 30 мм). Измерения Кирхнера показали, что в высокочастотном разряде потенциал зажигания является очень непостоянной величиной, зависящей, повидному, от случайного предварительного скопления электронов, образованных остаточной ионизацией, в отдельных точках разряда. Наименьший потенциал горения оказывается, наоборот, очень устойчивым и очень низким. При частоте $3,5 \cdot 10^7$ и давлении 0,4 мм минимальный потенциал горения меньше, чем 0,1 того же потенциала при постоянном токе. С уменьшением частоты минимальный потенциал горения быстро возрастает и приближается к значению его при постоянном токе. Особенно низкий потенциал горения разряда наблюдался в Ne, а именно 15 V, в то время как потенциал ионизации Ne равен 21,5 V. Повидному, в этом случае имели место те же явления, которые создают возможность существования низковольтных дуг.

В описываемом типе высокочастотного разряда мы, несомненно, имеем дело с колебательным движением электронов в трубке в такт быстропеременного поля. При таком движении электрон, ускоренный полем то в ту, то в другую сторону, не просто летит от одного электрода к другому, а описывает в газе длинный путь с многократными поворотами. Большая длина пути, пробегаемого электроном в газе, приводит к большой вероятности встречи электрона с атомом газа и к интенсивной ионизации. Специальный процесс на катоде, служащий причиной образования там большого числа свободных электронов для высокочастотного разряда, не необходим, так как явления у обоих электродов в этом случае совершенно симметричны и необходимое число свободных электронов у каждого из электродов образуется путем ионизации молекул газа столкновениями первого рода с электронами, «шатающимися по трубке взад и вперед». Роль положительных ионов в этом виде разряда сводится исключительно к образованию поля пространственного заряда, накладывающегося на быстропеременное поле, несомненно, играющего определенную роль в динамике разряда и определяющего распределение его частей. Так, если принять распределение потенциала, наблюдаемое в простейшем случае Бавери и Гангули,

то этому полю можно приписать большую скорость электронов около электродов и меньшую посредине трубки. Большой скорости естественно соответствует свечение, имеющее все признаки отрицательного тлеющего свечения; меньшей скорости — свечение со всеми признаками положительного столба.

§ 3. Безэлектродный кольцевой разряд. Давно известно [4], что трубка, содержащая разреженный газ, начинает светиться, если ее подвести к проводу, по которому идет высокочастотный ток. Особенно ярким становится это свечение, если внести колбочку или шарообразный сосуд с разреженным газом внутрь катушки, составляющей часть контура высокочастотной цепи. Очень часто в этом случае наблюдается свечение газа в виде яркого, светящегося кольца, — отсюда и название: «кольцевой разряд». Для того чтобы охватить и те случаи, когда кольца не наблюдается, этот вид высокочастотного разряда называют «безэлектродным». При ближайшем рассмотрении свечение кольцевого безэлектродного разряда оказывается состоящим из нескольких концентрических слоев различной окраски. Как общее правило, внешние слои кольца излучают спектральные линии большей энергии возбуждения, чем слои внутренние. Наблюдение свечения внешних частей кольца безэлектродного разряда является поэтому одним из методов наблюдения «искровых спектров», как известно, требующих большой энергии возбуждения, при том методом, позволяющим одновременно сличать при одних и тех же условиях дуговые



Фиг. 185.

линии в центральной части свечения и искровые линии того же газа во внешних частях разряда.

Кольцевая форма разряда соответствует линиям вихревого тока в сплошном теле (токи Фуко). Тот факт, что наибольшая яркость свечения наблюдается при помещении колбочки с газом внутрь катушки, по которой идет высокочастотный ток, естественно, наводит на мысль, что безэлектродный высокочастотный разряд вызван действием на свободные электроны, имеющиеся в газе, быстропеременного магнитного поля, индуцирующего в газе также же быстропеременное электрическое кольцевое поле. В этом отношении можно, грубо говоря, назвать безэлектродный высокочастотный разряд «токами Фуко в газе».

Очень наглядно эти индукционные токи иллюстрируются следующими опытами Томсона [5] (фиг. 185). При помощи катушки *LL* (разрез) высокочастотный разряд возбуждается в двойном сосуде, состоящем из маленького внутреннего шара *С* и концентричного ему наружного большого шара *В*. Для того чтобы наблюдать свечение во внутреннем шаре *С*, надо удалить газ из наружного шара *В*, так как кольцевые индукционные токи в *В*, по правилу Ленца, не дают проникать индуцирующему их полю во внутренний шар *С*, аналогично явлению сосредоточения высокочастотных токов около внешней поверхности всякого проводника. Если изменять условия разряда во внешнем шаре, постепенно откачивая из

него газ, то при таком давлении в нем, при котором исчезает свечение газа, внутренний шар еще остается темным, и лишь при дальнейшем повышении давления во внешнем шаре во внутреннем шаре вспыхивает светящийся высокочастотный разряд. Это показывает, что при определенных условиях давления во внешнем шаре протекают индукционные токи, не сопровождаемые свечением газа, но достаточные для того, чтобы защитить внутренний шар от действия магнитного поля катушки LL. Таким образом в этом случае можно говорить о «темном» или «тихом кольцевом» разряде.

Против развитой Дж. Дж. Томсоном^[6] теории безэлектродного разряда, приписывающей, согласно сказанному выше, этот разряд индукционному действию магнитного поля катушки, были выдвинуты возражения Таунсендом и Дональдсоном^[7]. По подсчетам последних, выходит, что при некоторой определенной величине тока и напряжения в катушке напряжение поля, созданного в газе разностью потенциалов между концами катушки, во много раз больше того же напряжения, вызванного э. д. с. индукции.

Свои подсчеты Таунсенд и Дональдсон подтверждают опытами. Они подносят колбочку с разреженным газом к различным частям одной и той же катушки, а также к разным катушкам, в которых проволока намотана различным образом, и констатируют, что свечение газа в трубке происходит всякий раз, как трубка попадает в сильное электрическое поле, созданное разностью потенциалов между крайними или соседними (смотря по роду намотки катушки) витками катушки. Наблюдаемые ими явления стоят, конечно, в противоречии с опытами и теорией Томсона¹⁾.

Причину этого противоречия вскрыл Мак-Киннон^[8]. Он обратил внимание на то, что Дж. Дж. Томсон производил свои опыты, пользуясь высокочастотными затухающими колебаниями, тогда как Таунсенд и Дональдсон пользовались генератором незатухающих колебаний. Кроме того, Томсон во всех своих опытах имел дело с «кольцевым разрядом», возникающим в сравнительно узкой области давлений, тогда как Таунсенд и Дональдсон наблюдали свечение трубки, имеющее место в более широкой области давлений. Мак-Киннон произвел наблюдения безэлектродного разряда, пользуясь как затухающими, так и незатухающими колебаниями. При наблюдениях над парами иода и над парами ртути при затухающих колебаниях Мак-Киннон обнаружил два рода свечения. При давлении паров иода, соответствующем насыщению при 0° С, и при малой амплитуде потенциала колебаний в парах иода наблюдалось слабое желтоватое свечение, простиравшееся от одного конца трубки до другого. При увеличении амплитуды потенциала в колебательном контуре путем увеличения расстояния между электродами искрового промежутка в этом контуре, яркость свечения в средней части трубки постепенно увеличивалась, и, наконец, свечение переходило

1) Наблюдения, говорящие в пользу объяснения безэлектродного разряда, как вызванного быстропеременным электрическим полем, были еще ранее опубликованы рядом исследователей (Дерман, Тесла, Лехер, Стейгер и др.; см. ссылки в статье Мак-Киннона).

в сочнозеленое кольцо. Яркость этого кольца была настолько велика, что оно совершенно затмевало первоначальное желтоватое свечение трубки. При дальнейшем увеличении потенциала параллельно первому кольцу появлялись новые зеленые кольца. Наконец, все они сливались в ярко светящийся зеленый цилиндрический кольцевой слой толщины, одинаковой с первоначальным кольцом, заполняющий по длине всю внутренность катушки. При удалении разрядной трубки из катушки и помещении ее рядом с катушкой так, что электрическое поле, пронизывающее катушку и вызванное разностью потенциалов между концами катушки, оставалось прежним, зеленое кольцеобразное свечение совершенно пропадало. В трубке оставалось лишь слабое свечение, по цвету сходное с свечением внутри катушки при малой амплитуде потенциала. Если оставить трубку внутри катушки, но защищать трубку от катушки концентрическим металлическим цилиндром, то на всем протяжении этого цилиндра зеленое кольцеобразное свечение совершенно пропадало. На желтоватое свечение цилиндрическая защита не влияла. Из этих, а также из ряда других опытов Мак-Киннон совершенно однозначно выводит заключение, что желтоватое свечение паров люда во всех опытах вызывается электрическим полем между концами катушки и соответствует той форме разряда, которую наблюдали Таунсенд и Дональдсон, тогда как зеленое кольцеобразное свечение вызывается индуктивным действием магнитного поля катушки и тождественно с формой разряда, наблюдаемой Томсоном.

Таким образом при безэлектродном разряде возможны две формы разряда: обычный высокочастотный разряд, описанный в предыдущем параграфе, и собственно безэлектродный высокочастотный кольцевой разряд. Первая форма не отличается большой яркостью свечения и при увеличении амплитуды колебаний питающего разряд затухающего колебательного контура уступает место кольцевому разряду. Противоречие этого факта с вычислениями Таунсенда, по которым напряжение поля в первой форме разряда должно быть в 30 раз больше напряжения ускоряющего электроны поля при второй форме разряда, Мак-Киннон объясняет тем, что в высокочастотном поле в стекле трубки, которое пронизывают линии электрического поля, происходят большие диэлектрические потери, а потому и большое падение потенциала, замыкающегося через трубку высокочастотного тока. Кроме тока в кольцеобразном разряде движению электронов ничто не мешает. При движении в высокочастотном электрическом поле, параллельном оси катушки, часть электронов неминуемо должна попадать на стеклянные стенки и оседать там, выходя из разряда. Последнее обстоятельство Мак-Киннон подтверждает экспериментально, вводя в трубку электроды, соединенные с концами катушки и наблюдая разряд при различном давлении, а следовательно, и при различной длине свободного пути электронов. При внутренних электродах потеря потенциала в стекле устранена, но все же первая форма разряда уступает место второй (кольцевому разряду), когда длина свободного пути достаточна для усиленного оседания электронов на электродах.

При применении незатухающего генератора колебаний кольцевого разряда в опытах Мак-Киннона не получалось. Наблюдалось лишь общее

свечение трубки, обладающее всеми свойствами другой формы разряда. Объяснение: при одной и той же эффективной силе тока (одной и той же мощности) амплитуда колебаний тока при незатухающих колебаниях много меньше, чем амплитуда, соответствующая первой волне затухающих колебаний. Этой амплитуды незатухающих колебаний недостаточно для того, чтобы создать в трубке переменное электромагнитное поле, способное вызвать кольцевой разряд. Таким образом противоречие между опытами Таунсенда и Томсона можно считать окончательно разъясненным и природу безэлектродного разряда в достаточной степени выясненной.

Что касается движения электронов в безэлектродном кольцевом разряде, то приведем здесь относящиеся к этому движению расчеты Мирделя [8]:

Колебания для простоты расчета примем за незатухающие, а поле за однородное по всему сечению разрядной трубки. Напряжение магнитного поля внутри трубки можем в таком случае положить равным:

$$H = -H_0 \cos \omega t. \quad (1)$$

Проведем в плоскости, перпендикулярной к оси катушки, круг радиуса r с центром на этой оси. Электродвижущаяся сила индукции вдоль этой окружности будет:

$$V_{ind} = H_0 r^2 \pi \omega \sin \omega t, \quad (2)$$

а напряжение поля:

$$E = E_0 \sin \omega t, \quad \text{где } E_0 = \frac{H_0 r \omega}{2}. \quad (3)$$

Мирдель пренебрегает зависимостью E_0 от r и, располагая ось X по касательной к выбранному им кругу, пишет уравнение движения электронов так:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_0 \sin \omega t, \quad (4)$$

откуда после двух интегрирований:

$$x = -\frac{e E_0}{m \omega^2} \sin \omega t + Bt + C. \quad (5)$$

Если мы предположим, что свободный электрон появляется вследствие акта ионизации и начинает свое движение под действием поля, в момент $t = t_0$, так что фаза колебаний поля в этот момент равна ωt_0 , то для постоянных интегрирования B и C найдем:

$$C = 0; \quad B = \frac{e E_0}{m \omega} \cos \omega t_0. \quad (6)$$

Подстановку этих значений в (5) при различных начальных фазах ωt_0 дает:

$$\begin{aligned} \text{при } \omega t_0 = \dots \dots \dots B &= \frac{\varepsilon E_0}{m \omega} \\ \text{при } \omega t_0 = \frac{\pi}{2} \left. \begin{array}{l} \\ \text{при } \omega t_0 = \frac{3}{2} \pi \end{array} \right\} \dots B &= 0 \\ \text{при } \omega t_0 = \pi \dots \dots \dots B &= -\frac{\varepsilon E_0}{m \omega} \end{aligned}$$

Следовательно, если электрон начинает свое движение в такой момент, что $\omega t_0 = \frac{\pi}{2}$, то его движение представляет собой простое гармоническое колебание около некоторого положения равновесия. При всех других значениях ωt_0 на гармоническое колебание электрона накладывается поступательное движение в ту или другую сторону. Скорость этого движения наибольшая при $\omega t_0 = 0$ или при $\omega t_0 = \pi$.

Подобные же формулы имеют место по отношению к движению положительных ионов.

Чтобы иметь представление об амплитуде x_0 этих колебательных движений, Мирдель делает подсчет для осуществленного им экспериментально случая (частота $1,7 \cdot 10^7$; $E_0 = 80$ В/см) и находит

$$\begin{aligned} \text{для электрона:} \quad x_0 &= 147 \text{ см,} \\ \text{для иона водорода:} \quad x_0 &= 0,08 \text{ см.} \end{aligned}$$

Наибольшие скорости движения оказались равными в эквивалентных вольтах:

$$\begin{aligned} \text{для электрона:} \quad &9000 \text{ В,} \\ \text{для иона водорода:} \quad &5 \text{ В.} \end{aligned}$$

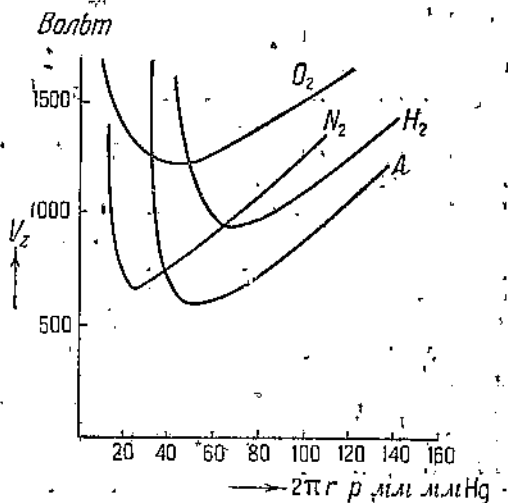
Отсюда вывод: в безэлектродном кольцевом разряде ионизация газа производится лишь ударами электронов, но не положительных ионов. Большой размах колебательного движения и большая скорость движения электронов при малом размахе и малой скорости движения положительных ионов приводят к следующему. Положительные ионы весьма мало отклоняются от движения по кругу; их радиальным движением можно пренебречь. Электроны, двигаясь по касательной к кругу, вследствие наличия в их движении поступательной составляющей, будут удаляться от центра круга. Поэтому во внешних частях разряда будет накапливаться отрицательный пространственный заряд, а стенки трубки будут заряжаться отрицательно. Эти заряды создадут дополнительное поле, благодаря которому кольцо положительных ионов тоже будет несколько расширяться, а дальнейшие электроны будут описывать круги вместо движения по касательной. Существование таких пространственных зарядов Мирдель доказал, введя в разряд два подвижных зонда и соединив их вне трубки через чувствительный гальванометр. Если оба зонда находились на одинаковом расстоянии от оси трубки,

то гальванометр тока не обнаруживал. При направлении прямой, проходящей через оба зонда, по радиусу трубки через гальванометр шёл ток, направление которого показывает, что потенциал зонда, находящегося дальше от оси трубки, был ниже потенциала другого зонда, находящегося ближе к оси трубки. Более подробная разработка теории кольцевого разряда, исходя из приведенной здесь первоначальной заметки ее Мирделем, потребовала бы а) учета зависимости H_0 и E_0 от r , б) учета влияния магнитного поля на движение электронов и ионов, в) учета действия пространственных зарядов и г) более точного знания хода процессов столкновения электронов и ионов.

Сделаем еще один вывод из всего вышеизложенного: в безэлектродном кольцевом разряде, так же как и в разряде с внешними электродами, ионизация происходит лишь за счет соударений электронов (и в частных случаях метастабилей) с атомами. Ионизация положительными ионами не играет никакой роли. Поддержание разряда обходится без участия положительных ионов вследствие того, что движение электронов совершается как в том, так и в другом направлении вдоль кольца, а также вследствие того, что пути всех электронов, вместе взятых, замкнуты.

Вычисляя или измеряя напряжение электрического поля вдоль круга близко к стенкам трубки и умножая это напряжение на длину этой окружности, можно ввести условное понятие потенциала зажигания кольцевого разряда и расчитать напряжение поля, соответствующее зажиганию кольцевого безэлектродного разряда. Этот потенциал показывает такую же зависимость от давления газа p , как и потенциал зажигания обычного разряда при постоянном токе, как это можно иллюстрировать кривыми фиг. 186.

Указанные в начале этого параграфа спектроскопические особенности безэлектродного кольцевого разряда вполне объясняются теорией Мирделя, так как вследствие зависимости амплитуды электрического поля E_0 от r скорость электронов должна быть тем больше, чем больше радиус описываемого ими кольца. Эти спектроскопические особенности установлены не только отдельными наблюдениями, но и систематическим исследованием распределения яркости определенных спектральных линий в излучении различных частей кольцевого разряда. В отношении спектра разряда отметим еще, что при кольцевом безэлектродном разряде в водороде наблюдается очень большая яркость балмеровского спектра, сопровождаемая появлением линий этого спектра таких высо-



Фиг. 186.

ких порядков, каких не наблюдается в лабораторных условиях и какие обычно встречаются лишь в спектрах звезд. Это указывает на чрезвычайно высокую степень диссоциации водорода в разряной трубке при кольцевом разряде. С этой высокой степенью диссоциации, имеющей, по видимому, место не только в водороде, надо поставить в связь явление, наблюдающееся при «жестчении» газа безэлектронным разрядом.

Заметим еще, что формулы (5) и (6) и выведенные из них законы движения электронов одинаково применимы к движению электронов также и в случае высокочастотного разряда с внешними или внутренними электродами, описанному в предыдущем параграфе. Исходным пунктом служит при этом равенство (3), где под E_0 в этом случае надо понимать просто амплитуду надряжения электрического поля между электродами. Такой характер движения электронов объясняет большие пути, которые могут описывать эти электроны (в частности, попадание электронов на внутренние электроды при соответствующем давлении газа в опытах Мак-Киннона).

§ 4. Явление послесвечения. После прекращения высокочастотного разряда иногда наблюдается, что газ продолжает светиться в течение некоторого оцениваемого целыми секундами или долями секунды промежутка времени. Особенно легко послесвечение наблюдается в азоте. Спектр послесвечения несколько отличается от спектра самого разряда. Исследования Пирани^[9] показали, что послесвечение азота стоит в связи с чистотой этого газа. При давлении около 700 мм Hg чистый азот, содержащий менее $10^{-5}\%$ примеси кислорода или водяного пара, не дает явления послесвечения. Точно так же нет послесвечения и при количестве этих примесей больше чем $10^{-3}\%$. На этом основан один из способов определения чистоты азота и аргоно-азотной смеси, употребляемой для наполнения газополных ламп накаливания, так как там как раз примесь O_2 или H_2O в размере, большем, чем несколько тысячных процента, является вредой.

ГЛАВА СЕМНАДЦАТАЯ.

Применение явлений газового разряда для освещения и некоторых других технических целей.

§ 1. *Источники света, использующие катодное свечение.* Так как одним из характернейших явлений, сопровождающих газовый разряд, является более или менее интенсивное свечение газа, то вполне естественно, что с открытием этих явлений возникла мысль о применении газового разряда в качестве источника света ^{[1,2] 1)}. Однако, если не говорить о вольтовой дуге, которая стоит несколько особняком, так как в этом случае используется не свечение газа, а главным образом, излучение раскаленных до высокой температуры углей дуги, то первые попытки технического оформления такого использования газовых разрядов не привели к практическим результатам. Светящиеся трубки, наполненные различными газами, оказались очень недолговечными благодаря имеющему место исчезновению в них газа вследствие явлений «жестчения». Приборы для постоянного восстановления или «регенерации» газа в трубке (например в «трубках Мура») слишком громоздки, чтобы этим путем выходить из беды. Дело значительно продвинулось вперед лишь после того, когда были открыты так называемые благородные газы и когда была развита техника их добычки. О тех перспективах, которые в настоящее время открываются перед газосветными трубками в качестве источников света, и о тех задачах, которые приходится иметь в виду при их дальнейшем развитии, мы скажем ниже, а теперь займемся описанием нескольких наиболее простых типов источников света, основанных на газовом разряде, в частности, на явлении тлеющего разряда.

Мы знаем, что в тлеющем разряде имеются отдельные светящиеся части. Соответственно с этим использование тлеющего разряда в качестве источника света может быть различно. Некоторые типы этого рода изделий используют исключительно свет, распространяющийся от «катодного» или «отрицательного свечения» (глюммлихт). Отсутствие положительного столба достигается в этих изделиях помещением анода на достаточно близком расстоянии от катода. Свет «отрицательного свечения» никогда не бывает особенно интенсивным; поэтому изделия, использующие лишь это свечение, находят применение не как источники освещения, а для специальных целей. К таким «лампам катодного свечения» относятся так называемые *сигнальные неоновые лампы*.

1) Первые «светящиеся буквы» были построены в 1742 г. (Виккер).

Эти лампы имеют два электрода, помещенные на расстоянии нескольких миллиметров один от другого, и наполняются неоном до давления в 1—2 десятка мм Hg. Произведение из давления на расстояние между электродами соответствует минимуму потенциала зажигания неона (для чистого неона порядка 180 V). При сравнительно большом давлении неона длина темного кружкового пространства очень невелика. Отрицательное свечение облетает катод в виде несколько размытой желто-розовой пленки. При применении лампы в сети переменного тока роль катода и анода меняется при каждой перемене тока, и оба электрода кажутся одновременно покрытыми свечением, так как световое впечатление в глазу сохраняется за время погасания разряда при перемене направления тока. Вставив в цепь лампы соответствующее сопротивление, можно регулировать силу тока и иметь, таким образом, источник света, потребляющий очень мало энергии. Применение такие источники находят в качестве ламп, сигнализирующих наличие в цепи напряжения. Выигрыш по сравнению с применением для этой цели обычных ламп накаливания заключается в экономии энергии. Для напряжений порядка 100—250 V лампы накаливания, потребляющие менее 15 W; не изготовляются (предел дается диаметром вольфрамовой проволоки), а сигнальные неоновые лампы берут 5 W и менее в зависимости от размера электродов. Специфическая окраска свечения неоновой лампы также существенна для сигнальной лампы, так как отличается ее от осветительных ламп, которые могут быть расположены поблизости.

Для понижения потенциала зажигания сигнальной неоновой лампы к наполняющему ее неону прибавляют небольшое количество аргона (0,5—1%). Свечение неоновой лампы с аргоном приятнее, чем свечение такой же лампы без аргона. В последнем случае отрицательное свечение окружено неприятным красным ореолом. Это действие аргона объясняется уничтожением путем столкновений второго рода метастабильных атомов неона, существование которых является причиной возникновения красного ореола. Тем же столкновениями второго рода между атомами неона и аргона объясняется и понижение потенциала зажигания (эффекта Пеннинга): Для пользования сигнальной неоновой лампой в сети переменного тока напряжением в 110—120 V одного прибавления аргона недостаточно. Здесь приходится идти по линии повышения потенциала зажигания разряда в зависимости от материала катода. Хорошие результаты дают электроды, покрытые слоем бария. Изготовление этих бариевых электродов производится так. Железные электроды в еще не смонтированном виде тщательно прокаливаются в вакууме. Затем осторожно, не прикасаясь к металлу пальцами, монтируются на ножке лампы, окунаются в 10%-ный раствор азидов бария и высушиваются в таком положении, чтобы раствор азидов не образовывал сгустков. После этого лампа запаивается, откачивается и прогревается в печи до 300°. Затем лампа наполняется неоном с указанным выше содержанием аргона до давления, соответствующего данному типу ламп, треплется разрядом, вновь откачивается и наполняется неоном. Такая лампа не дает еще низкого потенциала зажигания и ровного свечения по всей поверхности электродов. То и

другое достигается лишь по прошествии некоторого времени, в течение которого в лампе поддерживается разрядный ток силой, примерно раза в два больше нормального тока лампы. Во время этой тренировки происходит, повидимому, окончательное образование слоя металлического бария на электродах. Окончание тренировки характеризуется исчезновением на электродах темных, несветящихся пятен и понижением потенциала зажигания до порядка 70—80 В (эффективные вольты переменного тока). Длительность процесса тренировки лампы для активирования электродов зависит от размеров поверхности электродов. Маленькие электроды активизируются скорее больших. При площади каждого электрода в 15 см² для обработки требуется до 30 час. времени. Отдельные экземпляры ламп сохраняют темные пятна и более долгое время. По-видимому, в этих процессах некоторую роль играет выделяющийся из азота азот и образование нитридов бария.

Лучшие результаты тренировки могут быть получены при введении внутрь лампы поглощающих азот веществ, например металлического магния.

Сигнальные лампы других цветов могут быть получены применением вместо иона гелия и аргона или аргона, содержащего пары металла (например ртути).

§ 2. Лампы для телевидения. Лампы для телевидения также представляют собой лампы, использующие отрицательное свечение. Эти лампы предназначены для постоянного тока. Катод устраивается в виде прямоугольной плоской пластинки, размеры которой должны соответствовать размерам всего телевизионного аппарата¹⁾.

При использовании лампы для приема изображений, благодаря устройству телевизионного аппарата, в глаз попадает в течение малой части секунды $\left(\frac{1}{600}\right)$ свет лишь от небольшой части катода (одна тридцатая)²⁾. Эти части сменяются одна за другой. В результате наблюдателю кажется, что он одновременно видит все части светящейся катодной пластинки. Яркость свечения катода зависит от силы тока, проходящего через лампу в данный момент времени. Сила тока при прочих равных условиях зависит от наложенного на электрод лампы напряжения. Последнее состоит из постоянной части и наложенной на нее переменной части, даваемой приходящими с отправительной станции радиокосебаниями. Колебания модулируются при помощи фотоэлемента светом, исходящим в каждый данный момент времени от небольшой части передаваемого изображения. Эта часть должна в точности соответствовать той части катодной пластинки лампы (на приемной станции), от которой в данный момент попадает свет в глаз наблюдателя.

Из этого краткого описания способа применения «ламп телевидения» ясны требования, предъявляемые к ним. Свечение всей поверхности катода должно быть совершенно ровное, без каких бы то ни было темных мест или разводов.

¹⁾ Анод изготавливается в виде плоской, узкой прямоугольной рамки, поставленной впереди катода и обрамляющей его. Чтобы катод не светился напрасно с обратной стороны, он закрыт сплошной пластинкой.

²⁾ Свечение должно покрывать с передней стороны всю катодную пластинку, начиная с некоторой определенной небольшой силы тока (например 5 мА).

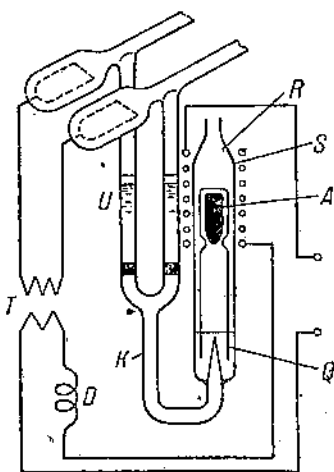
Между яркостью свечения и наложенным на лампу напряжением должна существовать линейная зависимость. Это требование сводится к требованию линейной характеристики интенсивности свечения — сила тока и линейной электрической характеристики трубки ток — напряжение. Кроме условия линейности, последняя характеристика должна показывать возможно меньший гистерезис. Что касается потенциала зажигания, то ввиду возможности приспособить всю радиоаппаратуру к условиям лампы требование низкого потенциала зажигания не является в данном случае первостепенным. Так, для современной аппаратуры вполне приемлемы лампы с потенциалом зажигания 130 В и средней рабочей точкой 180 В.

Для получения достаточно гладкой поверхности, ровно покрытой свечением, катодная пластинка делается из никеля. Один из хороших способов очистки поверхности — это удаление верхнего слоя никеля в электролитической ванне. После монтажа, запайки и откачки лампы рекомендуется наполнить лампу чистым водородом и протренировать ее непродолжительным разрядом в этом газе до получения ровного свечения всего катода. Необходимо только после тренировки в водороде тщательно откачать этот газ с прогревом лампы в печи. Что касается газа для наполнения, то смесь 80% неона и 20% гелия дает большую интенсивность свечения лампы, чем чистый неон.

Нельзя сказать, чтобы вопрос об источниках света для целей телевидения был решен вполне как у нас, так и за границей. Описанная выше лампа дает, во-первых, цветное изображение, а не белое, как это было бы желательно. Во-вторых, она допускает лишь субъективное наблюдение или фотографирование передаваемого изображения, но не проекцию его на экран для большого числа наблюдателей. Поэтому современная техника ищет более мощных источников света для телевидения. В зарубежной литературе находим описание натриевых ламп телевидения. В этих лампах светятся пары натрия и используется не отрицательное свечение, а положительный столб. О выгоде применения свечения паров натрия будет сказано ниже, когда мы будем говорить о лампах интенсивного горения. Вообще же для указанной цели может подойти любой мощный источник света, поддающийся модуляции электрическим током или напряжением, при условии линейной зависимости между интенсивностью света и электрическими параметрами управляющей цепи.

§ 3. Высоковольтные газосветные трубки. Наиболее яркой частью газового разряда является положительный столб. Естественно, что в целях освещения, прежде всего, старались использовать свечение этого столба. Мы уже упоминали выше о трубках Мура. Эти трубки Мур начал строить с 1904 г., наполняя их азотом (золотисто-желтое свечение) или углекислотой (трубки дневного света) до давления 0,5 мм Hg и пользуясь железными или графитовыми электродами. Данные азотных муровских ламп: при диаметре трубки в 4 мм сила разрядного тока 0,3 А, плотность тока 0,025 А/см², сила света около 90 свечей на 1 м длины трубки, светоотдача около 2 люменов на 1 W. Вентильное приспособление для выпуска азота представлено на фиг. 187. При уменьшении давления газа в трубке увеличивается как ток через трубку и вторичную обмотку

трансформатора I , так индуктивно и ток через первичную обмотку. Вследствие этого под действием катушки электромагнита происходит перемещение железного цилиндра A и трубки R , следствием чего является опускание уровня ртути Q , открывающей кончик стеклянного конуса и выпускающей, таким образом, небольшую порцию воздуха в трубку. U представляют собой песочные столбики, служащие для того, чтобы разряд не проникал в трубку K . Приспособление для выпуска углекислоты устроено подобным же образом, только трубка S — закрытая и содержит в себе запас мрамора и соляной кислоты, а также поглотитель для паров воды. Время бесперебойного действия трубок Мура порядка 8000—10 000 час. Дальше начинают сказываться нежелательные примеси, проникающие в трубку через вентиль и «жестящиеся» медленнее, чем основной газ; в случае азота такой примесью является аргон. Как видим, трубки Мура не отличаются ни простотой, ни хорошей светоотдачей. В настоящее время удержалось применение лишь трубок Мура с углекислотой в качестве искусственного источника света, позволяющего правильно различать и оценивать цвет предметов, что существенно, например, в текстильном деле.



Фиг. 187.

Неоновые высоковольтные газосветные трубки применяются в настоящее время для освещения в специальных случаях, а именно, они нашли большое применение для освещения аэродромов (Темпельгоф в Берлине). Применяя свечение положительного столба в неоне, здесь опять основываются на специфическом цвете этого источника, позволяющем легко отличить его от других источников искусственного света.

Если неоновые трубки расставлены по внешней границе аэродрома, то летчик, который должен совершить ночью посадку на этом аэродроме, легко может определить положение аэродрома издали. Очень важно, что излучение неоновых трубок содержит много красных лучей, легко проникающих через туман. Высокие здания около аэродрома и другие высокие предметы также отмечаются сигналами в виде неоновых ламп, и летчик легко отличает эти сигналы среди всех видимых ему огней.

Другое применение высоковольтных неоновых трубок — это светящиеся буквы для рекламных надписей и светящихся лозунгов¹⁾.

Высоковольтные неоновые трубки являются довольно экономичными. Так, для трубки, имеющей диаметр 20 мм при наполнении неонem до 5 мм Hg давления, можно считать среднюю светоотдачу 14 люменов на 1 W, что делает их не менее экономичными, чем пустотные лампы накаливания.

1) Такие надписи можно видеть на некоторых московских кинематографах, на здании «Известий» и т. д.

Переменное напряжение, нужное для поддержания соответствующей силы разряда в трубке, может быть вычислено по формуле:

$$V = a' + bl, \quad (1)$$

где l — длина трубки в метрах, a соответствует катодному падению, а b — падение потенциала в положительном столбе на 1 м. Для трубок диаметром в 20 мм при давлении неона 5 мм формула (1) принимает вид:

$$V = 230 + 270 l. \quad (2)$$

При этом условии сила тока через трубку равна 80 мА. При меньшей силе тока слишком мал световой эффект, при большей — происходит слишком большое распыление электродов трубки. При других диаметрах трубок указанные цифры меняются. Меньшему диаметру соответствует и меньшая сила тока через трубку.

В момент зажигания разряда требуется напряжение на 25—50% больше напряжения, необходимого для поддержания оптимальной силы тока через трубку. Это обстоятельство должно быть учтено при выборе или расчете трансформатора для питания высоковольтных газосветных трубок. Наилучшими для этой цели оказываются трансформаторы «с большим рассеянием в железе».

Электроды неоновых высоковольтных трубок, служащие в одну половину периода тока катодом, в другую — анодом, можно готовить из железа (за границей применяется никель). Откачка трубок не представляет больших особенностей. Трубки прогревают, тренируя их на насосной установке разрядом и откачивая после тренировки газ. Рекомендуется для экономии неона тренировку разрядом производить, наполняя трубки аргоном, и лишь после последней тренировки и откачки газа производить наполнение неоном.

Что касается тех изменений, которые происходят внутри трубки во время их эксплуатации и, которые, если не считать механических повреждений и трескания стекла, обуславливают собой продолжительность жизни трубки, то такими процессами являются распыление электродов и, как следствие этого распыления, «жестчение» газа. «Жестчение» благородных газов, в частности неона, почти незаметно по сравнению с другими газами, откуда и возникает возможность очищать благородные газы от небольших примесей, подвергая их действию интенсивного электрического разряда. Но если произвести опыт уже не в лабораторных условиях, а путем наблюдения за неоновой трубкой при длительной ее эксплуатации, то оказывается, что и неон «жестится», по крайней мере, при наличии распыления электродов. Определение давления по «методу разбивания» (стр. 105) в переставших гореть неоновых трубках показало, что за время их горения давление в них понизилось с 4—5 мм Нг до сотых долей миллиметра. В литературе находим указание на такую формулу для подсчета ожидаемой продолжительности жизни неоновой трубки T :

$$T = \frac{lp^nd^2}{I^2}, \quad (3)$$

здесь l и d — длина и диаметр трубки, p — первоначальное давление неона, n — показатель степени, несколько больший единицы,

I — разрядный ток, проходящий через трубку, K — константа, зависящая от производственного метода изготовления трубки.

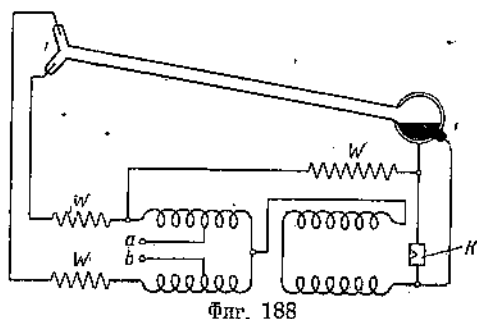
Параллельно с уменьшением давления неона в трубке происходит увеличение тока через трубку. Это обстоятельство усиливает скорость распыления электродов и быстроту исчезновения неона. Поэтому рациональные условия эксплуатации высоковольтных неоновых трубок, должны включать в себя периодическую проверку силы идущего через трубку тока и соответствующее переключение клемм трансформатора (если он сделан секционно) или изменение сопротивления, введенного в цепь для регулировки силы тока дросселя. Что касается численной величины продолжительности жизни неоновых высоковольтных трубок, то есть указания на такую длительность непрерывного горения, как 20 000 час. Цифра 5000 час. является легко достижимой при хорошей очистке поверхности электродов путем прокалывания их в вакууме до монтажа трубки, что сильно уменьшает распыление.

Кроме неона, в светящихся трубках для получения других цветов, кроме оранжево-красного, применяется гелий, а также аргон с парами ртути. В последнем случае газосветные трубки имеют синий цвет; при трубке из желтого стекла — зеленый. Относительно гелия встречаются литературные указания, что его применению долгое время мешало быстрое «жестчение» трубок, но что теперь эту трудность удалось обойти и «изготовлены» гелиевые трубки с удовлетворительным сроком службы.

В лабораториях английской «Дженерал электрик компани» в Вемблее выработаны типы трубок с особой змейкообразной формой положительного столба. Светящаяся змейка все время красиво извивается и меняет свое расположение. Такое движение положительного столба происходит от влияния на разряд некоторого специально введенного в трубку органического вещества, как это, например, можно наблюдать при введении в трубку нафталина. Повидному, благодаря разряду, происходит разрушение молекул загрязняющей газ примеси, что изменяет конденсацию последней и режим ионизации в различных частях трубки. Разряд в каждый данный момент времени происходит по пути максимальной проводимости. Свежие порции органического вещества поступают в трубку на смену разложившемуся из специально предусмотренной боковой трубки. Некоторую роль во всем этом явлении играют электростатические заряды на стенках трубки. При определенных условиях этот змейкообразный разряд переходит в слепой. Эта последняя форма разряда также находит применение в трубках для световых реклам, так как представляет собой очень эффектное зрелище.

§ 4. Ртутные лампы. Рядом с высоковольтными трубками несколько особое место занимают так называемые ртутные лампы. В этих лампах мы имеем дело не с основной формой тлеющего разряда, а с дугой в парах ртути. Катодом дуги служит ртуть, анодом — угольный электрод, впаянный на другом конце трубки. Наибольшую часть всей трубки занимает положительный столб разряда, излучение которого и используется в трубке. Для работы на переменном токе трубка имеет два анода, включаемые согласно схеме фиг. 188. На этой схеме a и b — клеммы, присоединяемые к цепи переменного тока, K — специальный

прерыватель, действующий путем механического разрыва ртути в небольшой трубке специальной формы при ее опрокидывании. При действии этого прерывателя в цепи получается толчок экстратока, приводящий к потенциалу на клеммах трубки, достаточному для зажигания разряда в трубке. Опрокидывание прерывателя производится путем действия электромагнита на железо. W — сопротивление. При изготовлении ртутных ламп производится сперва прогрев их в печи, затем наполнение ртутью путем ее дистилляции и прогрев анодов тренировочным разрядом. Более совершенный способ — это прокатка анодов токами высокой частоты; эту прокатку предпочтительнее производить до наполнения ртутью, чтобы последняя не впитывала в себя газ, выделяемый из анодов.



Оттенок света ртутной лампы мало пригоден для целей общего освещения. В этом источнике света стремятся использовать, главным образом, излучение короткой длины волны вследствие активности такого излучения, т. е. усиленного химического действия. Поэтому две главные области применения ртутных ламп — это их употребление при светоконтрольных аппаратах и при киноэкранках.

Впрочем, после изобретения фотопленок, чувствительных к излучению газополных ламп накаливания, эта вторая область применения начинает сокращаться. Не следует забывать, что для «активности» лампы, кроме спектра излучения паров ртути, имеет большое значение прозрачность стекла трубки для ультрафиолетовых лучей. Поэтому, когда в медицинских целях требуется ультрафиолетовое излучение довольно короткой длины волны, вместо стекла для трубки лампы применяют прозрачный кварц. Ртутные кварцевые лампы называются вследствие их физиологического действия лампами «горного солнца». Пример электрического режима ртутных ламп, построенных для цепи в 120 В, при присоединении к этой цепи первичной обмотки трансформатора: разрядный ток в трубке (выпрямленный) 3, 7 А, напряжение между катодом и анодом во время работы лампы 132 В. Удельный расход энергии с учетом потерь в автотрансформаторе, дросселе и сопротивлениях 0,8—1,0 W на свечу. Ввиду специальной экономичности ртутной лампы, если она используется для целей, требующих высокой «активности», еще больше. Время полезной продолжительности жизни ртутной лампы ограничивается потемнением стекла вследствие взаимодействия ртути со стеклом или оседания на стекле выделяющихся из ртути или образуемых ртутью и электродами соединений. Более или менее нормально — через 800 ас. горения теряется 25% светового потока.

§ 5. Трубки интенсивного горения. В трубках интенсивного горения происходит разряд с гораздо большей плотностью тока, чем

возможно в обычном тлеющем разряде, имеющем место в высоковольтных газосветных трубках. Кроме того, для зажигания и поддержания разряда в этих трубках требуется сравнительно низкое напряжение порядка 200—100 В и менее. То и другое достигается применением катода с усиленной термоионной эмиссией. Кроме большой плотности тока и связанной с этим большой яркости и большой общей силы света, трубки интенсивного горения при соответствующем оформлении и режиме использования имеют большую светоотдачу и потому могут оказаться очень экономичными. Некоторые специфические особенности трубок интенсивного горения, — в частности, возможность поддерживать внутри такой трубки сравнительно высокую температуру, — позволяют расширить число применяемых в этих трубках металлических паров. Поэтому в отношении выбора цветности трубки и решения задачи об источнике белого света трубки интенсивного горения имеют также большое преимущество перед другими видами газосветных трубок. Все это заставляет считать трубки интенсивного горения источником света, который в ближайшем будущем может получить широкое распространение, успешно конкурируя с мощными газополыми лампами.

В настоящее время за границей уже применяются неоновые трубки интенсивного горения в целях более интенсивного и более экономного освещения аэродромов и маяков, чем это имеет место при помощи высоковольтных неоновых трубок. Для общих целей освещения трубки интенсивного горения еще не введены. О деталях их конструкции и эксплуатации имеется еще очень мало сведений, и потому мы не дадим здесь полного их описания и приемов изготовления. Зато мы считаем уместным остановиться на разборе причин, дающих возможность считать газосветные трубки источником света, который в некоторых случаях может быть принципиально более экономичным, чем какие бы то ни было лампы накаливания [3] 1).

Как известно, законы излучения твердых тел таковы:

1) Общее количество излучаемой при температуре $T^{\circ}\text{K}$ энергии пропорционально n -ой степени температуры, причем для абсолютно черного тела²⁾ $n=4$, для всех действительно существующих в природе тел, имеющих всегда некоторое избирательное поглощение, n близко к 4; в частности, для вольфрама при температуре в 2000—3000° K n лежит в пределах между 4 и 5.

2) Твердое тело излучает свет или электромагнитные волны самых различных длин волн. Максимум излучаемой энергии соответствует при данной температуре излучающего тела T некоторой определенной длине волны λ_m , причем:

$$T \cdot \lambda_m = \text{const.} \quad (4)$$

Из (4) следует, что чем выше температура излучающего тела, тем дальше в область коротких волн продвигается максимум интенсивности излучения (закон смещения Вина).

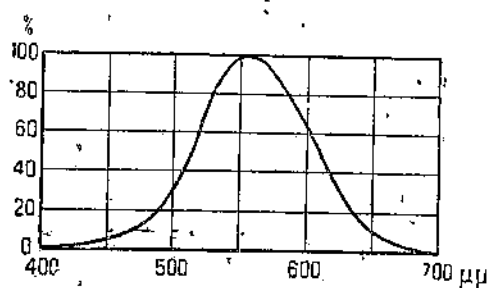
1) Численный материал мы приведем из статей Пирани, равно как в дальнейшем кратко данные о трубках и конструкции их частей.

2) Закон Стефана-Больцмана.

3) Третий закон — закон Планка — дает в деталях распределение энергии в спектре излучающего абсолютно черного тела:

$$E_{\lambda} d\lambda = \frac{c^2}{\lambda^5} h \frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda T}} - 1} d\lambda. \quad (5)$$

Как закон Вина, так и закон Стефана-Больцмана могут быть выведены из закона Планка. Перечисленные три закона говорят нам об общей энергии излучения. При переходе к вопросам освещения и экономичности источников света, использующих раскаленное твердое тело, мы прежде всего наталкиваемся на то обстоятельство, что далеко не все излучение раскаленного тела ощущается нашим глазом в виде света. Лишь небольшая часть всего «спектра излучения», именно лишь излучение, соответствующее длинам волн от 0,400 (фиолетовый конец спектра) до 0,760 μ



Фиг. 189.

(красный конец), представляет собой видимый свет. Вся остальная доля энергии излучается в виде инфракрасных и ультрафиолетовых лучей, не чувствительных для глаза. Кроме того, различные части видимого спектра действуют на глаз совершенно различно. Если бы можно было добиться излучения всей энергии в виде света длины волны 0,55 μ , что соответствует зеленовато-желтому оттенку в спектре, то каждому ватту излучаемой энергии соответствовал бы общий (взятый по всем направлениям) световой поток в 670 люменов¹⁾. Начиная от длины волны 0,55 μ в ту и другую сторону, интенсивность действия света на глаз, а следовательно, и число люменов, приходящихся на 1 W излучаемой энергии, падает и доходит до нуля на обоих концах видимого спектра, согласно кривой фиг. 189. Эти данные относятся к так называемому «нормальному» глазу. Световой поток, соответствующий 1 W затрачиваемой в источнике энергии, называется «световой отдачей» источника. Подсчет, основанный на перечисленных выше законах излучения, показывает, что нити лампы накаливания при тех температурах, которыми в этом случае пользуются, излучает в качестве видимого света лишь 2—3% затрачиваемой на нагревание волоска энергии. Остальная часть энергии для целей освещения является потерянной и в конечном итоге превращается в тепло. Нетрудно сообразить на основании закона смещения Вина, с одной стороны, и закона Стефана-Больцмана — с другой, что с повышением температуры нити

¹⁾ Люмен есть единица для измерения «светового потока», т. е. той доли излучаемой энергии, распространяющейся в каком-либо направлении, которая действует на глаз 1 люмен — световой поток, падающий на единицу поверхности сферы радиуса равного единице, если в центре этой сферы помещен источник силой в 1 международную свечу. Таким образом источник света в 1 свечей излучает по всем направлениям, вместо взятым, 4 π I люменов.

накала доля излучаемой энергии, используемая на освещение, возрастает. Но, во-первых, нельзя повышать температуру нити лампы накаливания без очень сильного сокращения «времени жизни» последней. А во-вторых, даже при температуре 6000° (примерно температура солнца), при которой положение максимума интенсивности в излучаемом спектре соответствует наибольшей чувствительности глаза, т. е. при самых благоприятных условиях, которых когда-либо можно было бы достигнуть, применяя в качестве источника света твердое раскаленное тело, ведущее себя, подобно вольфраму или углю, более или менее, как «черное тело», — видимый свет составит лишь 14% всего излучения.

Другое дело, если мы имеем светящийся в положительном столбе тлеющего разряда или дуги газ. Этот газ излучает не сплошной спектр, а отдельные спектральные линии. Если все эти линии лежат в ультрафиолетовой или инфракрасной части спектра, то излучение газа будет вообще невидимо и не будет оказывать никакого впечатления на глаз. Если же мы возьмем другой крайний и, конечно, трудно осуществимый случай, что все спектральные линии, излучаемые газом, лежат в видимой части спектра, то такой источник света может оказаться гораздо более экономичным, чем источник с раскаленным твердым телом. Световая отдача его будет зависеть от того, как расположены линии излучаемого газом спектра по отношению к длине волны $0,55 \mu$. Подсчет процента энергии, излучаемой в виде света, производится так. Общая энергия излучения каждой спектральной линии обозначается относительным числом так, чтобы сумма этих чисел составляла 100. Каждое из этих чисел I_{λ} умножается на чувствительность глаза A_{λ} в данной части спектра, причем за единицу принята чувствительность к свету длины волны $0,55 \mu$. Затем все полученные произведения складываются¹⁾. В табл. 1 (см. стр. 352) приведен пример такого подсчета, произведенный для положительного столба при разряде в неоне.

Результат сложения чисел последнего столбца табл. 1 показывает, что при отсутствии каких бы то ни было излучений в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра и при отсутствии каких бы то ни было потерь на нагревание, теоретический предел той доли, подводимой к положительному столбу разряда в неоне энергии, которая может быть превращена в световую энергию, равен $23,7\%$, т. е. много выше теоретического предела $2-3\%$ для лампы накаливания. Если от этих чисел перейдем к светоотдаче, исходя из указанного выше числа 670 люменов на 1 W, представляющего собой обратную величину «механического эквивалента световой энергии», то получим: максимальная светоотдача положительного столба в неоне — 160 люменов на 1 W, тогда как максимальная светоотдача вольфрамовой лампы накаливания с продолжительностью жизни порядка 1000 час. — $670 \cdot 0,03 \approx 20$ люменов на W. Конечно, от наибольшей теоретической светоотдачи до технически осуществимой в случае газосветных ламп еще очень далеко, так как общая затрата энергии, подводимой осветительной сетью

1) Таким же точно образом подсчитаны указанные выше проценты всей излучаемой энергии, соответствующей видимому свету в случае раскаленного твердого тела. Только в этом случае оперируют не с отдельными спектральными линиями, а с полосками, на которые разбивают весь видимый спектр.

для поддержания разряда в трубке, может быть много больше, чем энергия, затрачиваемая на элементарные процессы в положительном столбе

Таблица 1

A_λ	J_λ	$J_\lambda A_\lambda$
5852	2,8	2,28
5844	4,1	2,88
6096	5,2	2,63
6143	10,3	4,66
6266	4,8	1,46
6334	8,3	1,95
6382	8,3	1,60
6402	27,7	4,84
6566	11,0	1,15
6678	6,1	0,22
6929	2,7	0,02
7032	8,7	0,03
	100,0	21,7

и, кроме того, в самом этом столбе часть энергии непосредственно превращается в тепло, например в виде «теплоты рекомбинации» электронов и ионов на стенках трубки. Однако уже в настоящее время в Германии существуют технические образцы газосветных трубок, имеющих светотдачу в 50 и 60 люменов на 1 W (натриевая и ртутная трубки интенсивного горения). Таким образом можно считать доказанным, что различные побочные потери, неизбежные при использовании газосветными трубками, отнюдь не сводят к нулю теоретического преимущества этих

трубок над лампами накаливания или, выражаясь шире, преимущества «люменсцирующих источников света» над «термическими излучателями».

В трубке интенсивного горения одну из непродуцируемых, с точки зрения излучения, затрат энергии представляет собой энергия, затрачиваемая на подогрев катода. Чтобы уменьшить эту затрату, естественно, пользуются катодами с малой работой выхода, переносы на трубки интенсивного горения опыт электронных ламп с оксидными и нитридными катодами. Современные катоды трубок интенсивного горения можно разбить на два типа: катоды, требующие подогрева специальным током, и катоды, поддерживаемые при необходимой температуре самим разрядным током. Катоды первого типа распадаются на две группы: оксид или смесь различных оксидов наносится пазом на металлический (пикелевый) цилиндрок, закрытый доннышком со стороны, обращенной к разряду. Цилиндрок подогревается изнутри током через спиральку из вольфрамовой проволоки, смонтированной на фарфоровой или кварцевой трубке или палочке; 2) оксид нанесен на металлическую пластинку, свернутую в спираль. Пластинка-спираль подогревается непосредственно пропускаемым через нее током.

Каждый оксидный катод требует активирования. Один из способов активирования состоит в обработке слоя оксида эмиссионным током. Для этой цели катод окружен добавочным цилиндрком, который служит анодом во время процесса активирования. На этот вспомогательный анод накладывается соответствующее постоянное напряжение. Наклад катода постепенно увеличивается. Выделяющиеся вследствие нагревания, а также вследствие процесса электролиза оксидного слоя газы постоянно удаляются откачкой. Другой способ активирования состоит

в прогреве катода в вакууме токами высокой частоты, соблюдая определенный режим. Кроме вспомогательного цилиндрика-анода, катод защищают от ударов положительных ионов со стороны разряда металлическим кружочком.

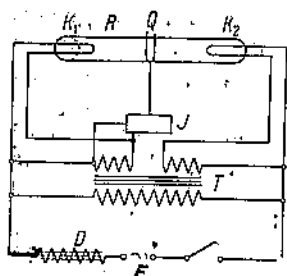
Катоды второго из указанных выше типов представляют собой сплошное тело, изготовленное путем сперва механического спрессовывания, а затем спекания электрическим током металлического (вольфрамового) порошка с оксидами или другими легко эмиттирующими электроны веществами. Такие электроды предназначены специально для трубок, питаемых переменным током. В ту половину периода, когда такой электрод служит анодом, он нагревается электронной бомбардировкой, соответствующей анодному падению потенциала в трубке. Это анодное падение обычно имеет величину около десятка вольт. Таким образом на нагрев расходуется энергия, все равно теряемая в разряде.

Для пользования при переменном токе электродами первого типа (с подогревом специальным током накала) приходится либо делать в трубке два катода, расположенных друг против друга по концам трубки, либо снабжать трубку несколькими анодами, числом, равным числу фаз переменного тока. Тогда при одном и том же катоде в трубке в различные части периода тока аноды участвуют в разряде один за другим. Что касается доли всей энергии, питающей трубку, расходуемой на подогрев катода, то при удачной в этом отношении конструкции трубки эта доля характеризуется такими цифрами: наиболее мощная из построенных Пирани до конца 1931 г. газосветных трубок — ток 100 А при напряжении на клеммах трубки 100 В — требует для накала катода ток мощностью в 100 W. На нагревание электродов, подогреваемых самым разрядом, расход энергии составляет несколько процентов всей подводимой к трубке энергии.

Подогревательные спирали, а в особенности катоды в виде покрытых оксидом пластинок, имеют лишь небольшое сопротивление, а потому, несмотря на сравнительно небольшую мощность тока накала, сила этого тока довольно велика, порядка нескольких ампер, а в больших трубках и больше. Поэтому самой первой конструктивной задачей при изготовлении даже неособенно мощных трубок интенсивного горения является осуществление в трубке металлических вводов на сравнительно большую силу тока. Эта задача решается путем применения так называемого молибденового стекла, допускающего благодаря коэффициенту расширения, близкого к коэффициенту расширения молибдена, впаивку электродов в виде толстой молибденовой проволоки или молибденовых стержней. Разработаны и разрабатываются и другие вводы, например феррохромовые.

Вторым технически очень важным вопросом, который нельзя считать окончательно разрешенным данными, подробно опубликованными до настоящего времени, является вопрос о способе возбуждения разряда в трубке. Дело в том, что не только потенциал зажигания выше потенциала горения трубки, но приходится еще считаться с отрицательными поверхностными зарядами, образующимися на стенках трубки и запирающими ток электронных лавин через трубку (эффект псевдовакуума). Некоторую роль играют, конечно, и объемные пространственные

заряды, образующиеся около каждого накаленного катода и недостаточно рассеиваемые полем анода при большом расстоянии последнего от катода. Одним из приемов устранения этих поверхностных и объемных зарядов или сообщения им необходимого для начала разряда толчка служит приближение к трубке одного из полюсов катушки Тесла или даже просто проволочки от одной из вторичных клемм индукционной катушки. Другой способ, на который имеются указания в литературе, состоит в помещении внутри трубки добавочных электродов в виде колец или штифтов. При техническом оформлении всей подсобной для трубок аппаратуры необходимо устройство автоматического выключения всех подобных приспособлений. Одна из таких схем представлена на фиг. 190. T представляет собой вспомогательный понижающий трансформатор для питания цепи накала каждого из катодов трубки K_1 и K_2 . Параллельно одной из этих цепей накала включена первичная обмотка небольшого индуктора J , вторичная обмотка которого соединена



Фиг. 190.

с облегающим трубку R извне металлическим кольцом Q . Индуктор J настроен так, что работает, когда на клеммах трубки наложено полное напряжение источника переменного тока E . После зажигания разряда в трубке напряжение на клеммах трубки падает, избыток его поглощается дросселем D . При этом пониженном напряжении индуктор J перестает действовать. Даже и в тех случаях, когда добавочные электроды дают непосредственное зажигание трубки при замыкании тока, дроссель в цепи трубки необходим.

Применение его при переменном токе более экономично, чем применение балластного сопротивления, неизбежного при трубках постоянного тока. Потеря энергии на дросселе составляет около 10% всей затрачиваемой энергии. Есть попытки заменить дроссель соответствующим рассчитанным конденсатором. Для трубки с разрядным током 2 А, согласно Пирани, требуется конденсатор емкостью в 30 μF .

Как мы знаем из главы о тлеющем разряде, свечение положительного столба тем ярче, чем уже трубка и чем больше плотность разрядного тока. Однако параллельно идет и увеличение нагревания трубки¹⁾. Поэтому, желая получить возможно большую яркость свечения, приходится искать других путей для сужения положительного столба. Один из таких путей состоит в помещении внутрь положительного столба изолированной цилиндрической сетки или отдельных суживающих запятое разрядом пространство диафрагм, например слюдяных. В других случаях пользуются сужением положительного столба при увеличении давления газа. На этом принципе построена ртутная лампа интенсивного горения. Трубка этой лампы сделана из кварца или из очень тугоплавкого стекла. Температура стенок очень высока, что приводит к большому давлению ртутного пара. Электроды окружены защитными оболочками

¹⁾ Скоро, приводящее к допустимому для сужения трубки пределу из-за опасности перегрева и растрескивания стекла.

с отверстиями, концентрирующими разряд около оси трубки, также и у катода. Светоотдача трубок этого типа порядка 60 люменов на 1 W. По данным, приводимым Пирами, нормальный режим этих трубок 34 A, 80 V, а сила света в направлении, перпендикулярном к оси трубки, 2200 свечей. Для того чтобы обеспечить зажигание трубки, питающий ее трансформатор должен быть рассчитан на 40 V (при холодном ходе).

Довольно трудный технический вопрос возникает при введении в трубки, помимо благородного газа, различных металлических паров. Пары магния, натрия, калия, а также, несомненно, цезия и других щелочных и щелочноземельных металлов действуют на составные части стекла, образуя на стенках трубки во время разряда цветной (в случае натрия желтый) быстро сгущающийся и темнеющий налет. В Германии задача изготовления специального не темнеющего от указанных металлических паров стекла решена, и натриевые лампы интенсивного горения, а также натриевые лампы телевидения построены. Состав стекла не опубликован и держится в секрете. Натриевая лампа отличается монохроматичностью излучаемого ею света. Поэтому для целей общего освещения она сама по себе непригодна. Опыты, произведенные в течение 1932 г. в Голландии и Швейцарии, показали полную пригодность натриевых ламп для освещения шоссе и улиц. Как сигнальный источник света натриевая лампа незаменима, так как различные поглощающие среды, например туман, могут только уменьшать интенсивность этого источника, но совершенно не отзываются на его цвете. Свечение натрия в условиях лампы интенсивного горения очень хорошо удовлетворяет требованию, чтобы наибольшая интенсивность излучения приходилась в видимую часть спектра, и притом возможно ближе к длине волны 0,55 μ , так как $\frac{2}{3}$ излучаемой энергии приходится на двойную основную

резонансную линию натрия 5890 и 5896 Å и лишь $\frac{1}{3}$ на две одновременно возбуждаемые инфракрасные линии. Согласно данным Пирами, его натриевая лампа интенсивного горения при плотности разрядного тока в 0,1 A/cm² имеет светоотдачу 370 люменов на 1 W. К сожалению, эта плотность тока недостаточна для того, чтобы обеспечить путем нагревания трубки достаточно высокое давление паров натрия. Используя трубку при таком режиме, пришлось бы тратить много дополнительной энергии на искусственное разогревание стенок трубки. Температура стенок оказывается достаточно высокой для указанной цели при плотности тока через трубку 1—2 A/cm². Световая отдача при этих условиях равна 50 люменам на 1 W.

Этот пример показывает, как сильно зависит световая отдача трубки интенсивного горения от ее режима и в каких широких пределах можно улучшить качество трубок, базируясь на соответствующих теоретических и экспериментальных данных. В настоящее время большинство этих данных приходится еще только устанавливать. В частности, еще не выяснено, какая комбинация пары металл — благородный газ дает излучение, наиболее подходящее к дневному свету.

Что касается решения вопроса о создании экономического источника, близкого к белому свету, путем комбинации нескольких цвет-

ных источников, то простейшее, но, конечно, не отличающееся большой экономичностью решение таково: световой поток, состоящий на $\frac{1}{3}$ из излучения ртутной трубки интенсивного горения и на $\frac{2}{3}$ из излучения газополных ламп накаливания. Более совершенная комбинация состоит в равных долях из света ртутной и кадмиевой трубок и газополной лампы накаливания. Точно так же помещение неоновой трубки совместно со ртутной в соответствующую арматуру дает, судя по литературным данным, приятно белый смешанный цвет, причем этот комбинированный источник обладает светоотдачей, превышающей светоотдачу лампы накаливания той же мощности.

§ 6. Лампы солнечного света. В «лампах солнечного света» мы имеем дело со свечением паров ртути в дуге, горящей между вольфрамовыми электродами. По своей конструкции эта лампа представляет собой лампу накаливания со спиралеобразной нитью, наполненную до некоторого давления аргоном и содержащую каплю ртути в колбе. При замыкании тока через такую лампу вольфрамовая нить раскаливается до нормального накала и нагревает всю колбу лампы настолько, что давления ртутного пара оказывается достаточным для образования дуги между электродами лампы в местах присоединения вольфрамовой спирали. Как только образуется дуга, напряжение на концах вольфрамовой спирали падает, и дальше спираль остается нагретой лишь «в полнакала». Лампа называется «солнечной» из-за богатого содержания в ее спектре фиолетовых и ультрафиолетовых лучей. Соответствующий подбор пропускной способности стекла должен гарантировать отсутствие вредного (короче 297 мμ) ультрафиолетового излучения и достаточное наличие полезной, близкой к видимому спектру, части этого излучения. Лампам солнечного света предостит большая будущность в области гигиенического освещения жилищ, — возможно в комбинации с другими источниками.

§ 7. Применение приборов газового разряда для различных целей. Выпрямители, преобразователи тока; тиатроны. В этом параграфе мы даем лишь краткий обзор приборов, основанных на газовом разряде и не служащих непосредственно для целей освещения. Интересующиеся найдут подробное описание важнейших из них, нашедших уже широкое применение в электротехнике, в специальных книжках [4,5].

Свойство трубки газового разряда «зажигаться» и становиться способной проводить сильные токи лишь при разности потенциалов на клеммах трубки больше потенциала зажигания используется в трубках, применяемых в качестве предохранительных приборов, защищающих линии электропередачи низкого напряжения от аварий в случае контакта с проводом высокого напряжения или от высоких потенциалов, создаваемых грозовым разрядом. Эти предохранители действуют либо просто замыкая линию на землю и отводя опасные для линии сильные токи, либо посредством приведения в движение различных автоматических приспособлений для размыкания линии и т. п. В тех случаях, когда приходится отводить в землю сильные токи, трубки строятся мощные с большими электродами и соответствующими вводами. Так, существуют, например, заземляющие лампы, остающиеся целыми при пропускании

тока в 50 А в течение 0,025 сек. Потенциал зажигания разрядной предохранительной трубки должен, конечно, превышать хотя бы на несколько вольт нормальное напряжение линии! Для предохранения телефонных и телеграфных линий от зарядов, индуцированных осветительными сетями (а также атмосферным электричеством) применяются лампы малого размера. Электроды при этом иногда делают в виде катодов с усиленной эмиссией для того, чтобы скопившийся заряд быстрее рассеивался благодаря большей плотности тока.

Закон Геля и вытекающая из него при отсутствии положительного столба из-за близкого расположения анода к катоду почти полная независимость напряжения на клеммах трубки от силы тока через трубку при режиме, соответствующем «нормальному» тлеющему разряду, дает возможность применить разрядные трубки в качестве регуляторов или понизителей напряжения. В этом случае при постоянном токе требуется катод с большой площадью, а анод должен быть относительно малым. Та цепь, на концах которой должно сохраняться постоянное напряжение, присоединяется параллельно разрядной трубке. В цепях переменного тока речь идет не столько о сохранении постоянства напряжения, сколько об ответвлении небольшой доли напряжения цепи, с целью, например, привести в действие от осветительной сети электрический звонок. В этом случае оба электрода трубки должны обладать приблизительно одинаковой площадью, чтобы условия прохождения тока через трубку в одном направлении ничем не отличались от условий для прохождений тока в противоположном направлении.

Действие трубок газового разряда в качестве выпрямителей основано как раз на обратном свойстве употребляемых в качестве выпрямителей трубок: для того чтобы оказывать выпрямляющее действие, трубка должна обладать какой-либо асимметрией. Самый простой случай представляет собой трубка с двумя электродами неодинаковых размеров. Мы знаем, что в случае аномального разряда катодное падение возрастает одновременно с плотностью тока. Поэтому определенная величина падений на клеммы трубки напряжения U ограничивает силу тока с катода, так как катодное падение неминуемо должно быть меньше этого U . Если один электрод трубки очень большой, а другой имеет очень малую поверхность, то переменный ток, в цепи которого включена такая трубка, оказывается в очень значительной степени выпрямленным. Еще более совершенное выпрямление достигается, когда потенциал зажигания разряда в трубке в одном направлении больше, чем в другом, и притом больше, чем максимальное напряжение в цепи. Этого можно достигнуть, придавая электродам различную форму. Так, при комбинации электродов плоский диск — острый, потенциал зажигания будет ниже, если катодом служит острый, так как в этом случае около катода поле более сильное, и интеграл в условии пробоя (стр. 254) становится равным единице при меньшей разности потенциалов между катодом и анодом, чем в том случае, когда острый — анод, плоский диск — катод. Другой способ достигнуть той же цели заключается в покрытии одного электрода оксидом или другим увеличивающим электронную эмиссию веществом. В этом случае разряд в одном направлении обладает свойствами обычного разряда с холодным катодом, в другом — всеми свойст-

вами разряда с усиленной эмиссией катода, т. е. такого разряда, который обыкновенно характеризуется названием «разряд с подогретым катодом». Можно также просто делать один электрод из одного вещества, другой из другого. Этот способ применяется в наших теперь широко распространенных ртутных выпрямителях. Здесь один электрод — жидкая ртуть, другой — угольный стержень. Разряд в этом приборе имеет такой же характер, как в «ртутной лампе». В настоящее время за границей строятся ртутные выпрямители для токов до 300 А при 20 000 В напряжения на клеммах прибора.

Ртутные и газовые выпрямители являются приборами, аналогичными кенотронам — катодным лампам с двумя электродами. Существуют также трубки газового разряда, аналогичные трехэлектродным катодным лампам. Во-первых, сюда относятся катодные лампы с небольшим содержанием благородного газа. Вследствие рассеяния окружающего ионизированного отрицательного пространственного заряда положительными ионами газа крутизна характеристики таких ламп выше, чем крутизна характеристики пустотных катодных ламп. Во-вторых, — мощные трубки газового разряда, содержащие, кроме катода и анода, еще третий управляющий ток — электрод — сетку. Способ управления током в этих приборах, называемых «тиратронами», несколько отличается от обыкновенного управляющего действия сетки на анодный ток. Добавочный электрод, на который не наложено никакого специального напряжения, заряжается отрицательно быстро движущимися электронами разряда и запирает ток на анод. Если дать этому отрицательному заряду уйти через какое-либо большое сопротивление или если нейтрализовать отрицательный заряд на добавочном электроде каким-либо, хотя бы слабым, током, например, током от фотозлемента в момент освещения последнего, то запирающее действие прекращается, и через тиратрон идет ток полной силы. Таким образом тиратрон служит мощным реле, приводимым в действие очень слабыми токами. Еще более обширную область применения имеют тиратроны при работе на переменном токе. Введением переменного сдвига фаз между напряжением на сетке и на аноде можно достигнуть непрерывного изменения тока трубки с помощью сеточного контура. Можно переменный ток выпрямлять и постоянный превращать в переменный. Повидимому, тиратроны имеют большую будущность в технике сильных токов. Строятся они за границей самых различных размеров: от токов порядка 50 мА до большого числа ампер. В последнем случае используется накаливаемый или подогретый катод.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница		Напечатано	Должно быть
12	12 строчка снизу	$8,315 \cdot 10^{-2}$	$8,315 \cdot 10^7$
22	1 » »	e^{-x}	e^{-x^2}
23	8-я форм. снизу	$c^2 \cdot d\sigma$	$c^2 \cdot d\sigma$
23	форм. (27)	$\sqrt{c^2}$	$\sqrt{c^2}$
31	» (45)	D^4	R^4
158	» (8)	$\int_{-\infty}^{-2q\pi}$	$\int_{-\infty}^{-2q\varphi_0}$
158	» (22)	$v_2 - v_1$	$V_2 - V_1$
160	4 строчка сверху	$\frac{K}{k}$	$\frac{k}{K}$
160	14 » снизу	$\sqrt{\frac{K}{2\pi m_0}}$	$\sqrt{\frac{k}{2\pi m}}$
162	форм. (36)	$(2\pi)^2$	$\frac{\omega}{(2\pi)^2}$
166	» (44)	$\frac{\varepsilon_1 - V_2}{kT}$	$\frac{\varepsilon (V_1 - V_2)}{kT}$
214	форм. (8)	$12 \sqrt[3]{2}$	$\sqrt[3]{\frac{81}{2}}$
214	» (10)	ΔV	$\Delta^2 V$
217	в списке	$\Delta V = 4\pi\rho$	$\Delta^2 V = 4\pi\rho$
225	форм. (37)	$\frac{2}{2}$	$\frac{8}{8}$
229	» (46)	$\dots P(V\Phi + e^{\eta}) [1 - \dots$	$\dots P(V\Phi) + e^{\eta} [1 - \dots$
230	5 строчка сверху	$\frac{v}{v} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}$	$\frac{v}{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$
230	форм. (53)	$\frac{2}{2}$	$\frac{8}{8}$
231	3 строчка снизу	(22)	(21)
243	12 » »	$\frac{1}{\sigma\omega}$	$\frac{1}{\sigma W}$
252	форм. (13)	$\frac{1}{\alpha}$	$\frac{1}{\sigma W}$
252	» (14)	$\frac{\beta}{\alpha - \beta} i$	$\frac{\beta}{\alpha - \beta} i$
258	12 строчка сверху в формуле	U_i	V_i
296	форм. (9)	$\frac{1}{r^{\frac{1}{3}}}$	$\frac{1}{r^{\frac{1}{3}}}$
317	табл. 5	255	2505
319	20 строчка сверху	неравенством:	неравенством (15):
322	5 » »	0	то
351	7 строчка снизу	2,20	2,200
364	правый столбец	Лаус	Лаус
365	15 строчка снизу	Лаус	Лаус
365	левый столбец	Сленин	Сленин
365	правый столбец	Эгерт	Эгерт
368	правый столбец	Шонег-эффскт	Шотт-эффект

Пропуск по недосмотру автора

На стр. 363 пропущен конец в указателе литературы:

3) H. Kreff, M. Pigan, R. Kompe, Techn.-Wissensch. Abhandl. aus dem Osgam-Konzern, II, 24 (1931).

4) В. П. Вологдин, Выпрямители, Москва 1932.

5) А. Гюлтершюльде, Выпрямители и вентиляционные трубки, перев. с нем., Москва 1932.

Калцов.

Указатель литературы.

К ГЛАВЕ III:

1. W. Gaede, Phys. Zs. 13, 864 (1912).
2. *Он же*, Ber. d. D. Phys. Ges. 14, 775 (1912).
3. *Он же*, Ann. d. Phys. 41, 337 (1913).
4. F. Holweck, Journ. de Phys. 3, 64 (1922).
5. *Он же*, Revue d'Optique théorique et instrumentale 1, 274 (1922).
6. W. Gaede, Ann. d. Phys. 46, 357 (1915).
7. *Он же*, Zs. f. techn. Phys. 5, 337 (1924).
8. I. Langmuir, Phys. Rev. 8, 48 (1916).
9. *Он же*, Journ. of Frankl. Inst. 182, 719 (1916).
10. S. Dushman, Gen. El. Rev. 23, 672 (1920).
11. M. Volmer, Ber. d. D. Phys. Ges. 52, 804 (1919).
12. *Он же*, Zs. f. angew. Chemie 34, 149 (1921).
13. C. R. Burch, Nature 122, 729 (1928).
14. K. Hickman and C. R. Sunford, Rev. of Scient. Instrum. 2, 140 (1930).
15. W. Möllthan, Zs. f. techn. Phys. 7, 481 (1926).

К ГЛАВЕ IV:

1. Rayleigh, Phil. Trans. (A) 196, 208 (1901).
2. *Он же*, Zs. f. phys. Chem. 37, 713 (1901).
3. McLeod, Phil. Mag. 48, 110 (1874).
4. M. Knudsen, Ann. d. Phys. 31, 633 (1910).
5. *Он же*, » » » 32, 809 (1910).
6. *Он же*, » » » 34, 593 (1911).
7. A. E. Martin, Phil. Mag. 9, 37, (1930).
8. F. B. Owens, Журн. техн. физ., 2, 265 (1932).
9. M. Pirani, Verh. d. D. Phys. Ges. 21, 684 (1906).
10. C. F. Hale, Trans. Amer. Electrotechn. Soc. 20, 243 (1911).
11. N. R. Campbell, Proc. Phys. Soc. 33, 287 (1921).
12. S. Dushman and C. G. Found, Phys. Rev. 17, 7 (1921); 23, 734 (1924).
13. Kaufmann und Serovy, Zs. f. Phys. 5, 319 (1921).
14. I. Langmuir, Phys. Rev. 1, 337 (1913).
15. P. Zelenyi, Zs. f. rechn. Phys. 8, 230 (1927).
16. Alterthum und Ewert, Zs. f. Techn. Phys. 8, 407 (1927).
17. M. Knudsen, Ann. d. Phys. 6, 125 (1929).
18. А. Денисов, Журн. прикл. физ., V, 69 (1928).

К ГЛАВЕ V:

1. J. Dewar, Nature, 15/VII (1875).
2. *Он же*, Proc. Roy. Soc. 74, 122 (1904).
3. I. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 38, 2221 (1916).
4. Sherwood, Journ. Amer. Chem. Soc. 40, 1645 (1918).
5. *Он же*, Phys. Rev. 12, 448 (1918).
6. З. Н. Кондрашова, Журн. прикл. физ., вып. 1, 5 (1928).
7. I. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 37 (1915), обзорная статья.
8. S. Dushman, «Production and Measurement of High Vacuum», стр. 174 и след.
9. N. R. Campbell, Phil. Mag. 2, 369 (1926).

К ТАБЛЕ VI:

1. M. Knudsen, Ann. d. Phys. 28, 76 (1909).
2. H. A. Lorentz, «Vorlesungen über Theoretische Physik an der Universität Leiden», Band II, стр. 39 и след.
3. M. Knudsen, Ann. d. Phys. 31, 205, 633 (1910); 83, 797 (1927).
4. Zelényi, Zs. f. Phys. 48, 733 (1928).
5. A. Hughes and F. Poindexter, Phil. Mag. 50, 423 (1925).

К ТАБЛЕ VIII:

1. O. W. Richardson, «Emission of Electricity from Hot Bodies», 2 нбр. (1921) London.
2. S. Dushman, Phys. Rev. 21, 623 (1923).
3. O. Sackur, Ann. d. Phys. 36, 958 (1911); 40, 67 (1913).
4. B. Tetrode, Ann. d. Phys. 38, 434 (1912); 39, 255 (1912).
5. W. Schottky, Zs. f. Phys. 34, 647 (1925).
6. N. V. Raschewsky, Zs. f. Phys. 36, 628 (1926).
7. P. W. Bridgman, Phys. Rev. 27, 173 (1926).
8. A. G. Worthing and W. E. Forsythe, Phys. Rev. 18, 144 (1921).
9. A. G. Worthing, Phys. Rev. 10, 377 (1917).
10. C. Davisson and L. Germer, Phys. Rev. 20, 300 (1922).
11. W. Schottky, Phys. Zs. 15, 872 (1914).
12. On see, Jahrb. der Radioakt. und Elektronik 12, 147 (1915).
13. Millikan and Eyring, Phys. Rev. 27, 51 (1926); 31, 200 (1928).
14. L. H. Germer, Phys. Rev. 25, 584, 795 (1925).
15. I. Langmuir, Phys. Rev. 22, 357 (1923).
16. I. Langmuir and Kingdon, Science 57, 58 (1923); Proc. Roy. Soc. (107), A. 61 (1925).
17. Becker, Phys. Rev. 28, 341 (1926); 29, 364 (1927).
18. Лыкинский, Сосина, Венюминский и Царева, Журн. техн. физ., 1931.
19. P. Lukirsky, A. Sosina, S. Wekschinsky und T. Zarewa, Zs. f. Phys. 71, 306 (1931).
20. W. Schottky, Ann. d. Phys. 57, 541 (1918); 68, 157 (1922).
21. C. A. Hartmann, Ann. d. Phys. 65, 51 (1921); Phys. Zs. 23, 436 (1922).

К ТАБЛЕ IX:

1. Th. Lenard, Ann. d. Phys. 8, 149 (1902).
2. J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 34 (1913); 16, 457 (1914).
3. J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 512 (1914).
4. K. T. Compton and C. C. Van Vochhis, Phys. Rev. 27, 724 (1926).
5. O. Klein und S. Rosseland, Zs. f. Phys. 4, 46 (1921).
6. O. Beck und J. C. Mouzon, Phys. Rev. 38, 948 (1931).
7. G. E. Gibson, Phys. Zs. 12, 1145 (1911).
8. A. S. King, Astrophysikal. Journal.
9. J. Eggert, Phys. Zs. 20, 570 (1919).
10. M. N. Saha, Phil. Mag. 40, 478 (1920).
11. On see, Zs. f. Phys. 6, 40 (1921).
12. K. T. Compton and I. Langmuir, Rev. of Modern Physics 2, 135 (1931).
13. On see, Rev. of Modern Physics 2, 142 (1931).
14. A. Lange, Jahrb. der Drahtl. Tel. und Telef. 26, Heft 2 (1925).
15. Penning, Physika 8, 13 (1928).
16. On see, Proc. Amst. Acad. 31, 14 (1928).
17. Oliphant, Proc. Roy. Soc. (A) 124, 228 (1929).
18. Uyterhoven and Harrington, Phys. Rev. 35, 124 (1930).
19. Kolkörster, Phys. Zs. 14, 1066, 1153 (1913).
20. On see, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 719 (1914).
21. Hess, Phys. Zs. 12, 998 (1911).
22. Обзорная статья в номере Nature от 7 мая 1932 г.
23. A. Güntherschulze und F. Keller, Zs. f. Phys. 68, 162 (1931).

Дополнительно ко всей чл. IX:

24. J. Frdnck und P. Jordan, «Anregung von Quantensprüngen durch Stösse», Berlin, 1926.

25. W. Wien und F. Harms, «Handbuch der Experimentalphysik», Bd. XIII, Teil I., Leipzig, 1929.

К ГЛАВЕ X:

1. I. Langmuir, Phys. Rev. 2, 456 (1913).
2. On ice, Phys. Zs. 15, 348, 516 (1914).
3. I. Langmuir and K. B. Blodgett, Phys. Rev. 22, 347 (1923).
4. On ice, Phys. Rev. 24, 49 (1924).
5. W. Schottky, Phys. Zs. 15, 526 (1914).
6. I. Langmuir, Phys. Rev. 21, 419 (1923).
7. I. Langmuir, Journ. of Franc. Instit. 196, 751 (1923).
8. N. Semcnow und A. Walther, Zs. f. Phys. 17, 67 (1923).
9. I. Langmuir, Gen. Elektr. Rev. 26, 781 (1923).
10. I. Langmuir and H. Mott-Smith, Gen. Elektr. Rev. 27, 419, 538, 616, 762, 810 (1924).
11. C. Ramsauer, Ann. d. Phys. 64, 513 (1921); 66, 546 (1921); 72, 345 (1923).
12. E. Brüche, Naturwissenschaften 15, 408 (1927); Phys. Zs. 29, 830 (1928).
13. C. Ramsauer, R. Kollath und D. Lilienthol, Ann. d. Phys. 8, 702, 709 (1930).
14. E. Wolf, Phys. Zs. 32, 897 (1931).
15. E. Brüche, Ann. d. Phys. 84, 279 (1927).
16. C. Ramsauer, Phys. Zs. 28, 858 (1927).
17. C. Ramsauer, Phys. Zs. 29, 823 (1928).

К ГЛАВЕ XI:

1. W. Kaufmann, Ann. d. Phys. 2, 158 (1906).

К ГЛАВЕ XII:

1. I. S. Townsend, Phil. Mag. 1, 198 (1901); 3, 557 (1902); 5, 389 (1903); 6, 598 (1903); 8, 738 (1904); 9, 289 (1905); 11, 729 (1906); 27, 789 (1914); 28, 83 (1919).
2. On ice, «Theory of Ionisation of Gases by Collision» (1910).
3. On ice, «Electricity in Gases» (1915).
4. Seeliger und Schmeckel, Phys. Zs. 26, 471 (1925).
5. G. Holst und E. Osterhuis, Phil. Mag. 46, 1117 (1923); Physica 1, 86 (1921).
6. M. J. Druvesteyn, Zs. f. Phys. 73, 38 (1931).
7. O. W. Schumann, «Elektrische Durchbruchsfeldstärke in Gasen», ср. 101 и след.
8. J. S. Townsend, «Die Ionisation der Gase» в «Handb. d. Radfol.», Marx., Bd. I.
9. F. B. Onusax и H. B. Tuuogee, Кypн. техн. фяз., 2, 366 (1932).
10. E. Dubois, Annales de Physique 20, 118 (1923).
11. M. Laue, Ann. d. Phys. 76, 261 (1925).
12. K. Zuber, Ann. d. Phys. 76, 231 (1925); 81, 205 (1926).
13. W. Braunbeck, Zs. f. Phys. 9, 6 (1926).
14. W. Rogowski, Arch. für Electrotechn. 16, 496 (1926); 20, 99 (1928).
15. On ice, Arch. f. Electrotechn. 23, 569 (1930).
16. W. O. Schumann, Zs. f. Techn. Phys. 31, 139 (1930).
17. A. v. Hippel und J. Franck, Zs. f. Phys. 57, 696 (1929).
18. H. Kanoo, Кypн. техн. фяз., 2, 20 (1932).
19. G. Holst und E. Osterhuis, Verh. Kon. Akad. van Wet. Amsterdam 29, 849 (1920); 30, 10 (1921).
20. On ice, Physica 1, 84 (1921).
21. L. L. Neumann, Proc. Nat. Acad. Amer. 15, 259 (1929).
22. B. Frey, Ann. d. Phys. 85, 381 (1928).
23. R. Meyer, Ann. d. Phys. 58, 297 (1919).

24. Penning, Zs. f. Phys. 46, 335 (1928); 57, 723 (1929); 72, 338 (1931).
25. L. B. Loeb, Phys. Rev. 33, 1891 (1931).
26. W. Rogowski, Arch. für Electrotechn. 26, 643 (1932).
27. On *see*, Arch. für Electrotechn. 25, 551 (1931).
28. On *see*, Phys. Zs. 33, 797 (1932).
29. F. Lewi, Ann. d. Phys. 6, 409 (1930).

Таблица XIII:

1. F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. London 80, (A), 45 (1908).
2. F. W. Aston and H. E. Watson, Proc. Roy. Soc. London 86, (A), 168 (1912).
3. A. Güntherschulze und F. Keller, Zs. f. Phys. 71, 238, 246 (1931).
4. On *see*, Zs. f. Phys. 72, 28 (1931).
5. W. Kossel, Jahrb. der Radioaktivität 18, 326 (1921).
6. A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 20, 1 (1923).
7. H. Krefft, Phys. Zs. 32, 948 (1931).
8. A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 41, 718 (1927); 42, 733 (1927).
9. L. G. H. Hualey, Phil. Mag. 12, 380 (1931).
10. R. H. Swayne and K. G. Emelius, Phil. Mag. 12, 162 (1931).
11. K. Meyer und A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 62, 619 (1930); 71, 279 (1931).
12. H. Kessel, Zs. f. Phys. 70, 614 (1931).
13. A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 61, 1 (1930).
14. H. Krefft, Zs. f. Phys. 77, 752 (1932).
15. A. Lompe und R. Seeliger, Ann. d. Phys. 15, 300 (1932).

Таблица XIV:

1. H. Stolt, Zs. f. Phys. 26, 95 (1924); 31, 240 (1925).
2. I. Langmuir, Gen. Electr. Rev. 26, 731 (1923).
3. K. P. Compton and C. C. Van Voorhis, Proc. Nat. Acad. Amer. 13, 336 (1927).
4. I. Slepian, Journ. Frankl. Inst. 201, 79, 217 (1926).
5. On *see*, Phys. Rev. 27, 249, 407 (1926); 31, 1123 (1928).
6. R. Seeliger, Phys. Zs. 27, 22 (1926).
7. M. Wehrli, Zs. f. Phys. 44, 301 (1927); Helv. Phys. Acta 1, 323 (1928).
8. R. Seeliger und J. Schmeckel, Phys. Zs. 27, 730 (1926).
9. A. Güntherschulze, Zs. f. Phys. 13, 378 (1923); 31, 509 (1925).
10. H. Ayrton, «The Electric Arc», London, 1902.
11. W. B. Nottingham, Journ. Amer. Instit. Electr. Eng. 42, 12 (1923).
12. On *see*, Phys. Rev. 27, 806; 28, 764 (1926).
13. J. C. Pole, «Die Quarzlampe» (1924), изд. Springer.
14. A. Hagenbach, «Handb. der Radiol.» Bd. 14, 33, ff.
15. O. Lummer, «Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik», Oldenburg, 1917.
16. On *see*, «Verflüssigung der Kohle und Horstellung der Sonnentemperatur», изд. Vieweg, 1914.
17. H. Kohn und M. Guckel, Zs. f. Phys. 27, 305 (1924).
18. W. Mathiesen, «Untersuchungen über den Electricischen Lichtbogen», Leipzig, 1921.

Таблица XV:

1. N. R. Campbell, Phil. Mag. 40, 585 (1920); 3, 945, 1041 (1927).
2. A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 14, 425 (1904).
3. I. Langmuir, Phys. Rev. 26, 585 (1925); Zs. f. Phys. 46, 271 (1927).
4. I. Langmuir and L. Tonk, Phys. Rev. 33, 195 (1929).
5. K. T. Compton and C. Eckart, Nature 114, 51 (1924); Phys. Rev. 25, 139 (1925).

Таблица XVI:

1. E. Hiedemann, Ann. d. Phys. 85, 649 (1923).
2. D. Banerji and R. Ganguli, Phil. Mag. 11, 410 (1931); 13, 494 (1932).
3. J. J. Thomson, Phil. Mag. 2, 696 (1926).
4. W. Hittorf, Wied. Ann. 21, 137 (1884).

5. *J. J. Thomson*, Phil. Mag. 4, 1128 (1927).
6. *J. S. Townsend* and *R. H. Donaldson*, Phil. Mag. 5, 178 (1928).
7. *K. A. MacKinnon*, Phil. Mag. 8, 605. (1939).
8. *G. Mierdel*, Ann. d. Phys. 85, 612 (1928).
9. *M. Pirani*, «Wissenschaftliche Veröffentlich. aus dem Siemens-Konzern», Bd. I, h. I. (1920)
10. *F. Kirchner*, Ann. d. Phys. 77, 287 (1925).

Таблица XVII:

1. *M. Pirani*, Electrotechn. Zs. 51, 889 (1930); Techn.-Wissensch. Abhandl. aus dem Osram-Konzern, Bd. II, 33, (1931).
2. *N. L. Harris* and *Jenkins*, G. E. C. Journal England II, 68 (N. 2, Aug. 1931).

Указатель имен

- Адамс 219
 Адамс и Ленгмюр 215
 Альфортум и Эвест 103
 Астон 273
 Айртон 311
- Ванерц и Галгули 332
 Бек и Музон 101
 Блоджетт и Ленгмюр 216, 217
 Боословский 65
 Богуславский 215
 Больдман 24, 158
 Бор 188
 Боуен и Миллкен 210
 Браунбек 261
 Брэдджман 161, 163
- Вальтер и Семенов 222
 Венельт 323
 Вестфаль 279
 Видеман и Эбсарт 331
 Вильсон 161
 Винклер 341
 Вортинг и Форсайт 165
 Вурриэ (ван-) и Комитон 196, 305
- Галле и Пирани 30
 Галгули и Ванерц 332
 Гаррингтон и Уйтерговен 208
 Гартман 178
 Гедс 9, 44, 49, 53, 58 сл., 67
 Гервике 46
 Гертц 300
 Гертц и Франк
 Гесс 210
 Гетц 10
 Гейслер 68
 Гейтель и Эльстер 150
 Гибсон 202
 Гидеман 331
 Гиппель и Франк 263
 Гольбек 53
 Гольст и Остеррюйе 248, 265
 Грей 219
 Гукель и Кон 316
 Гюнтершульце 292, 296, 308
 Гюнтершульце и Келлер 273
- Джермер и Дэвиссон 165, 207
 Джермер 172
 Дональдсон и Таунсенд
 Дрювстейн 248
 Дубова 110
 Дэвиссон и Джермер 165, 207
 Дэвиссон и Кунсман 206
 Дюар 107
 Дюбуа 256
 Дюпуйе 11, 68,
- Зеллигер 287, 288, 303, 304
 Зеллигер и Смакель 248, 306
 Зелени 102, 142
- Капцов 263
 Кауфман 241
 Келлер и Гюнтершульце 273
 Кемпбель 93, 117, 322
 Кинг 202
 Кингдон и Ленгмюр 203
 Кирхнер 333
 Клейн и Росселанд 199
 Клуусен 9, 80, 118, 131
 Коллеустер 210
 Комитон и ван-Вурриэ 196, 405
 Комитон и Эккарт 290, 328
 Кондрашова 110
 Кон и Гукель 316
 Коссель 273, 279
 Креффт 294
 Кунсман и Дэвиссон 206
- Лапге 206
 Лаус 261
 Левн 267
 Ленар 189
 Ленгмюр 9, 58 сл., 100, 109, 118, 165, 173, 175 212, 305, 318, 323
 — и Адамс 215
 — » Блоджетт 216, 217
 — » Кингдон 203
 — » Мосс-Смит 223, 228
 — » Тонк 323
 Лоренц 119
 Луаймер 316
- Мак-Киннон 335
 Мак-Леод 72 сл.
 Максвелл 17
- Дешман 161, 221
 Дешман и Фоунд 95

Мартин 5
 Мейер 266
 Мадлиген 178, 210
 — и Боуэн 210
 — » Эйрик 171
 Мирдаль 338
 Мосс-Смитт и Ленгмюр 223, 228
 Музон и Бекк 201
 — » Суттон 202
 Мур 344

Насуманн 265

Олифант 208
 Остеррюйе и Гольет 248, 265

Пашен 259
 Пеннинг 207, 266, 298, 325
 Пирапи 340, 353, 354, 355
 Пирапи и Гилле 90
 Пуазейль 31, 118

Рамзауэр 233, 235
 Рашевский 161, 163
 Ричардсон 152, 161, 164
 Роговский 248, 263
 Росселанд и Клейн 199
 Романов 77

Сага 202
 Саккур и Тетроде 162
 Семенов и Вольтер 222
 Сенфорд и Хайкмен 67
 Сениян 305
 Смекаль и Зеелнгер 248, 306
 Содди 116
 Спивак 87
 Спивак и Тимофеев 253
 Сутерланд 33
 Суттон и Музон 202

Таунсенд 247 сл.
 Таунсенд и Дональдсон 335
 Тетроде и Саккур 162
 Тимофеев и Спивак 253
 Томсон 150, 324
 Тонк 325
 — и Ленгмюр 325

Уйтерговен и Гарригтон 208

Фольмер 66
 Форант и Вортинг 165
 Фоунд и Дешмэн 95
 Франк 188
 Франк и Герти 188 сл.
 — » Гиппель 163
 Фрей 216

Хайкмен и Сенфорд 70

Цубер 261

Шервуд 110
 Ширмак 10
 Шмидт 282, 305
 Шоттки 161, 167, 177, 218
 Шпренгель 68
 Штольц 304
 Шуман 248, 263, 264

Эберт и Видеман 331
 Эвист и Альтертурм 103
 Эперт 202
 Эдессон 149
 Эккарт и Комптон 290, 328
 Эльстер и Гейтель 150
 Эпштейн 219
 Эйрик и Милликен 171



Предметный указатель

- Абля 115
- Абсорбция 106
- Адсорбция 106
- Анодное темное пространство 270, 291,
- Атомы возбужденные 190
- метастабильные 198, 207; 267
- Астоново темное пространство 269, 273
- Бар 11
- Вилькрафт 167, 169, 171.
- Вакуум прилипания 77, 105
- черный 105
- Вероятность возбуждения 190, 195, 301
- данной длины свободного пути 33, 41
- ионизации 196
- Возбуждение атома 190
- Выпрямители 357
- Газовая постоянная 12
- Газосветные трубки высоковольтные 344
- Геттер 115
- Гистерезис 240, 305, 314
- Гитторфово темное пространство 269
- Глиммлихт 269, 341
- Градиент нормальный 293.
- потенциала в положительном столбе 296 сл.
- Градуировка манометра. 97, 100
- Длина свободного пути молекулы 24
- — электрона 27, 233 сл.
- Диффузия газа 32.
- ионов и электронов 183
- резонансного излучения 198, 329
- Дуга в вакууме 302
- низковольтная 326
- шипящая 303, 312
- Штольца 304
- Дуги образование 303
- Жестчение газа 112, 293, 340, 347
- Закон Больцмана 158, 225
- Геля 275, 291, 357
- Гольдштейна 298
- Дальтона 17
- излучения Шлапка 350
- Кнудсена 125, 127
- коспипса 36
- Закон Максвелла 17, 173
- Пашена 259, 333
- подобия 260
- Пуазейля 31, 113, 127
- Ричардсона 154
- Ричардсона-Дешмана 161
- смещения Випа 349
- Стефана-Больцмана 349
- $\frac{3}{2}$ («трех вторых») 218, 327
- Эйнштейна 204
- Законы излучения 349
- Запаздывание разряда 261
- Заряды поверхностные 235
- пространственные 212
- Зонды Лемюра 223 сл., 239, 328, 332
- накаливающие 222
- простые 221
- Излучение космическое (всепроницающее) 210
- Показатель 179
- Ионизация газа 179
- остаточная 209
- поглощенном излучении 203
- соударениями 2-го рода 200, 267
- столкновениями + ионов 201 сл.
- электронов 188 сл.
- ступенями 197, 292, 329
- термическая 202.
- Ион легкий 187
- нормальный 187
- тяжелый (медленный) 187
- тяжелый отрицательный 187, 195
- Интенсивность ионизации 179
- Калибровка манометра 97, 100
- Катодная клязь 309
- Катодное падение 275 сл.
- Катодное пятно 303, 308
- Катоды барьеры 175
- Венельта 291
- оксидные 176
- терпированные 173
- Коэффициент внутреннего трения 30
- диффузии 32
- рекомбинации 183
- скольжения 30
- Таунсенда α 248, 257
- γ 248, 257
- γ 253

Коэффициент теплопроводности 28
 Константа Больцмана 24
 Кратер положительный 303, 309
 Кружково темное пространство 269, 274

Лавина электронов 238, 249

Лампы ртутные 347
 — солнечного света 356
 — телевидения 343

Лучи анодные 329
 — каналовые 197, 283

Манометр абсолютный 80

— Ленгмюра 100
 — ионизационный 94 сл.
 — Мак-Леода 72 сл., 87
 — механический 72
 — основанный на теплопроводности 90 сл.
 — — трении 99
 — Парана 90 сл.
 — радиометрический 80 сл.
 — ртутный 71
 Метастабиль 198, 267

Насос Ганф и Бюст 66

— Герике 46
 — Гейслера 69
 — конденсационный 58, 61
 — Ленгмюра 58, 61
 — многоступенчатый 86 сл.
 — молекулярный 53 сл.
 — Пфейфера 50
 — ротационный масляный 47 сл.
 — ртутный диффузионный 58, 60
 — с органическими веществами 70
 — стальной Гаде 67
 — Шпренгеля 69
 Неоновые лампы сигнальные 341
 — трубки 283
 Нейтрон 211

Окклюзия 106

Опыт теней 283
 Оресмы 290, 309
 Остов плоский 293
 — разряда 270, 292

Плазма 325

Пламя отрицательное 309

Поверхность минимального потенциала 218

Поглощение газов 106 сл.

Полвижность ионов и электронов 184 сл.

Положительный столб 270, 289, 294 сл.

— слоистый 298

Порог фотоэффекта 204

Послесвечение 340

Постоянная манометра Мак-Леода 74

— Плайна 162, 188

Потенциала определение в газе 221 сл.

Потенциал горения наименьший 327

— зажигания 254, 314

Потенциал искровой 254

— ионизационный 95, 189.

— пробоя 254

— резонансный 193.

Продолжительность жизни возбужденного атома 197

— — метастабильного атома 199

Прямая сопротивления 245

Работа выхода 151, 164, 166, 167, 277

Разделение газов в разряде 248

Разряд безэлектродный 334

— высокочастотный 239, 330 сл.

— дуговой 239, 302 сл.

— искровой 239, 254

— катодовой 334

— самостоятельный 239, 314, 321 сл.

— самостоятельный 239

— с искусственно подогреваемым катодом 239, 323

— слоистый 271, 295 сл.

— с острия 239

— таунсендовский 238, 247 сл.

— тихий 238, 247 сл.

— тлеющий 239, 267 сл.

Распределение потенциала в безэлектродном разряде 338

Распределение потенциала в высокочастотном разряде 332

Распределение потенциала в дуге 310

— — в неактивной дуге 328

— — в тлеющем разряде 272, 289

Распределение скоростей максвелловское 21 325

Распределение скоростей электронов 171, 227

Распыление катодное 281

Рекомбинация ионов и электронов 180

Свечение анодное 270, 291

— возбуждения 190, 197

— катодное 269, 340

— первое катодное 269, 274

— рекомбинации 196, 286

— тлеющее 269, 289

Скорость наименее вероятная 21

— средняя арифметическая 22

— — квадратичная 22

Слои движущиеся 299

Сорбция 11

Сосуд Дюара 137

Спектр дуговой 196, 334

— искровой 196, 334

— свечения рекомбинации 196

Столкновение (соударение) упругое 194

— — неупругое 1-го рода 194

— — — 2-го рода 194, 199

Страты 298

Сфера действия 115

- Теорема Больцмана 158, 225
 Теория Бора 188
 — зондов 223 сл., 323
 — Таунсенда 247 сл., 321
 Температура в слоевом разряде 299
 — частей дуги 316
 — электронов в плазме 227, 324
 Теплоемкость газа молекулярная 39
 Тиратроны 358
 Ток насыщения 181
 — ненасыщенный 232
 Трубки интенсианого горения 349 сл.
 — Мура 341, 345
 Уравнение Гедэ 44
 Условие пробоя 248, 254, сл., 256
 Условия устойчивости разряда 240 сл., 308
 Фарадеево темное пространство 270, 289 сл.
 Функция возбуждения 195
 Характеристика возрастающая 240
 — газового разряда 240
 — динамическая 240
 — дугового разряда 311
 — дуга динамическая 314
 — зонда 223
 — низковольтной дуги 329
 Характеристика падающая 240
 — статическая 240
 — тлеющего разряда 271 сл.
 Число Авогадро 16
 Шлаф 133
 Шотт-эффект 177
 Шрот-эффект 177
 Электроны вторичные 205, 237, 286, 323
 — медленные 323
 — первичные 286, 323
 — третичные 238, 286
 Эмиссия вторичных электронов 203
 — положительных ионов 176
 — термоионная 99, 149 сл.
 Эффект автоэлектрический 171
 — диатронный 203
 — Пеннинга 267, 342
 — псевдоваккума 353
 — радиометрический 60
 — Рамзауэра 233
 — Столетова 321
 — фотоэлектрический 104
 — Шоттки 165, 170
 — Штарка 278, 305
 — Эдиссона 149
 Эффект термическая 131