

Г. ФРЕНСИС

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ГАЗАХ

Перевод с английского под редакцией
А. И. НАСТЮХИ и Н. Н. СЕМАШКО



АТОМИЗДАТ
МОСКВА 1964

IONIZATION PHENOMENA IN GASES

GORDON FRANCIS

LONDON
BUTTERWORTHS SCIENTIFIC PUBLICATIONS
1960

Книга посвящена некоторым разделам физики газового разряда. В ней изложены элементарные процессы и принципы подобия в газовом разряде, низкочастотный и высокочастотный разряды, возбуждение и ионизация в верхних слоях атмосферы, сильноточный разряд и термоядерные процессы, колебания и волны в плазме.

По характеру изложения книга предназначена для научных работников и инженеров, специализирующихся в тех областях науки и техники, которые связаны с газовым разрядом (физика плазмы, астрофизика, радиоэлектроника и т. д.), и для студентов старших курсов.

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Предлагаемая вниманию читателей книга Г. Френсиса «Ионизационные явления в газах» является по существу продолжением хорошо известной книги А. Энгеля «Ионизованные газы»¹. В отличие от книги А. Энгеля, в которой изложены основные представления о физических процессах в газовом разряде и классические формы разряда — тлеющий и дуговой, — Г. Френсис описывает низкочастотный и высокочастотный разряды, законы подобия в газовом разряде, возбуждение и ионизацию в верхних слоях атмосферы, сильноточные разряды и управляемые термоядерные реакции, колебания и волны в плазме.

Первые две главы книги, относящиеся к физике атома и элементарным процессам, предназначены для некоторой подготовки читателя. Содержание главы, посвященной низкочастотному и высокочастотному разрядам, ясно и достаточно полно передает те физические процессы, которые лежат в основе этих форм разрядов. Большой интерес представляет гл. 3 о законах подобия в газовом разряде, которые еще не нашли достаточно полного освещения в литературе.

Автор ввел в книгу главы, в которых рассматривает вопросы возбуждения и ионизации в верхних слоях атмосферы и сильноточные разряды, получившие за последнее десятилетие большое развитие. Поскольку прохождение больших токов через ионизованный газ является одним из методов нагрева плазмы, автор включил раздел о термоядерных реакциях. Следует отметить, что глава о сильноточных разрядах и термоядерных реакциях, написанная четыре года назад, уже неполно отражает современное состояние работ в этой области. Еще в большей мере это относится к описанию экспериментальных термоядерных установок, которые получили за последние годы быстрое развитие, хотя принципиально новых идей выдвинуто не было. Редакторы сочли возможным оставить этот раздел гл. 6 в качестве конкретных примеров тех усилий, которые были предприняты в области управляемого синтеза. После выхода книги Г. Френсиса появилось несколько обобщающих работ (например, книга Л. А. Арцимовича «Управ-

¹ М., Физматгиз, 1959.

ляемые термоядерные реакции»¹); некоторые из них приведены в дополнительном списке литературы.

Аналогичное замечание можно сделать и о гл. 7 «Колебания и волны в плазме». Но ее достоинством, на наш взгляд, является изложение физической сущности явлений, что часто ускользает от внимания многих авторов.

В конце каждой главы приведен список литературы. Как правило, мы не делали в тексте примечаний и ссылок на более поздние работы — это нарушило бы стиль книги, а ограничились добавлением к списку литературы каждой главы наиболее интересных работ, появившихся после выхода книги Г. Френсиса, а также работ советских ученых, не включенных в английское издание. Мы также оставили обозначения и индексы, принятые в английском издании, тем более что в основном они совпадают с принятыми у нас.

Книга может быть полезна не только специалистам, но и широкому кругу инженеров и научных работников, соприкасающихся с физикой плазмы и газового разряда, а также студентам старших курсов, специализирующимся в этих областях.

Перевод книги выполнила В. И. Настюха.

¹ М., Физматгиз, 1961.

Редакторы

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ АВТОРА

Данная книга задумана как некоторое дополнение к ряду великолепных учебников по ионизованным газам, изданных за последние годы. Поэтому, чтобы избежать повторения, я не даю описания хорошо известных форм разрядов, например дугового, искрового, тлеющего, а вместо этого останавливаюсь на тех вопросах, которые тесно связаны с другими разделами физики и которые, насколько мне известно, не могут быть изучены без детального знакомства с обширной литературой. Так, при изучении атмосферных явлений можно найти связь с астрофизикой, высокочастотными разрядами и распространением радиоволн; при изучении сильноточных разрядов — с ядерной физикой и электродинамикой.

Глава об элементарных процессах включена для полноты, а также для того, чтобы дать общую подготовку читателю, не знакомому с данной темой, хотя автор и стремился к возможной наибольшей краткости, совместимой с ясностью изложения.

Книга предназначена главным образом для тех, кто заканчивает высшие учебные заведения или только приступает к научно-исследовательской работе, и автор выражает надежду, что они смогут получить более широкое представление об излагаемых явлениях, чем это дается в специальных сжатых учебных программах.

Особое внимание в книге уделяется физическим принципам поведения ионизованной среды, иногда в ущерб математической строгости, и делается попытка использовать некоторые современные открытия и новые идеи там, где они имеют большое физическое значение.

Все уравнения в книге даны в обычной смешанной системе единиц. Даже энтузиасты лучших систем почти всегда выражают плотности плазмы в электронах в кубическом сантиметре, что легко понять, так как кубический метр достаточно горячей плазмы воспринимался бы с удивлением и завистью.

Создание этой книги совпало с десятилетием успешной совместной работы с д-ром А. Энгелем в Кларендонской лаборатории (Оксфорд). Мне хотелось бы выразить глубокую благодарность ему как моему учителю, всегда вдохновлявшему меня, и отдать

должное его постоянной помощи и содействию молодым физикам. Я благодарен своей жене за корректуру рукописи и рисунков, а также своим коллегам, д-ру П. Ф. Литтлу, д-ру Дж. Б. Корригану, К. Арнольду, Р. Н. Франклину, С. С. Гудиеру, а также друзьям из Научно-исследовательского центра атомной энергии (Харуэлл) за полезную дискуссию. Я обязан Научно-исследовательскому совету центрального управления электроснабжения за дружескую поддержку моей работы в Оксфорде, а также за разрешение опубликовать некоторые из результатов, приводимых в гл. 4.

Г. ФРЕНСИС

ГЛАВА I

ВВЕДЕНИЕ

Ядро атома

Непосредственные экспериментальные данные, полученные из опытов по рассеянию частиц и электронов на тонких фольгах, по дифракции рентгеновских лучей, а также косвенные данные, полученные из оптических спектров элементов, приводят к заключению, что атом состоит из центрального положительно заряженного ядра, окруженного облаком вращающихся вокруг него электронов. В целом атом электрически нейтрален. Почти вся масса атома сконцентрирована в ядре, по сравнению с которым масса электронов ничтожно мала. Химические свойства атома, а следовательно, и его расположение в периодической системе элементов зависят от числа и расположения электронов, так как именно электрические силы, действующие между электронами определенного атома и электронами других атомов, составляют химическую связь. Число электронов, вращающихся вокруг ядра, равно Z , т. е. атомному номеру элемента, поэтому ядро имеет положительный заряд $+Ze$, где e — заряд электрона ($e = 4,803 \times 10^{-10}$ СГСЭ).

Простейший атом — атом водорода — состоит из ядра и одного электрона, вращающегося вокруг него. Ядро атома водорода называют протоном. Протон относится к так называемым элементарным частицам: он обладает массой $1,673 \times 10^{-24}$ г, которую принято считать за единицу массы атома (точнее, она равна 1,008 при атомном весе кислорода 16). Масса протона в 1837 раз больше массы электрона.

Ядра атомов всех элементов состоят из двух основных частиц: протонов с массой одна атомная единица и зарядом $+e$ и нейтронов с массой одна атомная единица и нулевым зарядом. Если атомный вес атома равен A , а его атомный номер Z , то в ядре имеется Z протонов и $(A - Z)$ нейтронов. Эти частицы удерживаются в малом объеме ядра короткодействующими ядерными силами притяжения, природа которых полностью еще не изучена. Действие же этих сил, как уже известно, намного сильнее электростатического отталкивания, действующего между протонами.

Радиус ядра равен по порядку радиусу электрона и составляет около 10^{-13} см.

Облако вращающихся вокруг ядра электронов находится в области с радиусом порядка 10^{-8} см. Ясно, что эта область состоит главным образом из пустого пространства, в пределах которого действуют постоянно меняющиеся электрические поля, в то время как за пределами этой области находится электрически нейтральная область. Безусловно, такая структура не является неизменной; в достаточно сильном электрическом поле электронное облако смещается, и атом поляризуется.

Спектры. Орбиты электронов и энергетические уровни

Спектры многих элементов состоят из серий линий определенных длин волн. В результате большого количества экспериментов, проведенных в XIX веке, была получена эмпирическая формула для волнового числа $\nu = 1/\lambda$ линии с длиной волны λ как разности между двумя термами вида $C/(n+a)^2$, где C и a — постоянные величины, а n — выбранное целое число. Простейшей из таких формул является формула, определяющая частоту ν серий водородного атома:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right). \quad (1.1)$$

Здесь R — постоянная Ридберга, а n_1, n_2 — целые числа ($n_1 > n_2$).

В ядерной модели атома электрон вращается вокруг ядра под действием электростатических сил притяжения между ними, причем эти силы обеспечивают необходимое ускорение для орбитального движения электрона. Классическая теория не может объяснить ни устойчивости такой системы, ни наблюдаемых спектров, так как ускоренный электрон, приближаясь по спирали к ядру, должен излучать энергию с меняющейся длиной волны. Чтобы описать наблюдаемые закономерности, Бор выдвинул постулаты, согласно которым в простейшем атоме водорода (H) электрон может вращаться вокруг ядра, не излучая, лишь по определенным круговым орбитам, у которых орбитальный момент количества движения вокруг ядра определяется целым числом n от постоянной $h/2\pi$. Здесь h — постоянная Планка ($h = 6,55 \times 10^{-27}$ эрг·сек), а n — главное квантовое число. Орбиту, на которой электрон не излучает, называют стационарной орбитой. Теперь легко показать, что полная энергия электрона ϵ_n (т. е. кинетическая и потенциальная) на орбите с квантовым числом n равна

$$\epsilon_n = - \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2}. \quad (1.2)$$

Далее Бор постулировал, что излучение возникает только при переходе электрона с орбиты с квантовым числом n_1 на орбиту с числом n_2 ($n_1 > n_2$). Частота ν такого излучения определяется уравнением

$$h\nu = \varepsilon_1 - \varepsilon_2, \quad (1.3)$$

и, следовательно,

$$\nu = \frac{2\pi^2me^4}{h^3} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right). \quad (1.4)$$

Полученное выражение имеет тот же вид, что и уравнение (1.1), эмпирически найденное Бальмером для некоторых определенных спектральных серий водорода, а выражение $2\pi^2me^4/h^3$ хорошо согласуется с постоянной Ридберга. Если движение электрона и ядра рассматривать более тщательно, то следует учитывать, что они вращаются вокруг точки, находящейся между ними, но расположенной ближе к ядру, и массу m в вышеприведенном уравнении (1.2) можно заменить выражением

$$\mu = \frac{m}{1 + \frac{m}{M}}. \quad (1.5)$$

Масса ядра M очень незначительно влияет на длину волны спектральных линий.

В более общем случае при рассмотрении единичного электрона, вращающегося вокруг центральной массы ядра M , имеющей заряд $+Ze$, полная энергия электрона и ядра, связанная с орбитой квантового числа n , равна

$$\varepsilon_n = -\frac{2\pi^2Z^2e^4}{n^2h^2} \cdot \frac{m}{1 + \frac{m}{M}}. \quad (1.6)$$

Радиус r круговой стационарной боровской орбиты с квантовым числом n равен

$$r = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2me^2Z}. \quad (1.7)$$

Для водорода $r \approx 0,5 \cdot 10^{-8}$ см для наименьшей орбиты ($n = 1$) того же порядка, что и орбита, полученная из экспериментов, основанных на кинетической теории газов.

Теория Бора была обобщена Зоммерфельдом применительно к простым эллиптическим орбитам в атоме водорода (рис. 1.1) наложением двух условий

$$\oint p_r dr = n_r h, \quad \oint p_\theta d\theta = n_\theta h, \quad (1.8)$$

где p_r — радиальная составляющая количества движения электрона; p_θ — момент количества движения электрона; n_r, n_θ — целые числа, которые называются радиальными и азимутальными

квантовыми числами. Хотя здесь вводятся два квантовых числа, никакие новые энергетические уровни не возникают, так как и радиальные, и азимутальные движения обладают одинаковой периодичностью¹. Энергия зависит лишь от $n = n_r + n_\theta$, где n — главное квантовое число, а n_θ определяет момент количества движения. Однако на эллиптической орбите скорость движения электрона меняется, и, когда он проходит близко от ядра, скорость может настолько увеличиться, что произойдет заметное изменение его массы. Причем чем больше эксцентриситет орбиты, тем больше релятивистская поправка, приводящая к зависимости энергии электрона от n_r и от n_θ , т. е. от обоих квантовых чисел. Таким образом можно объяснить расщепление неко-

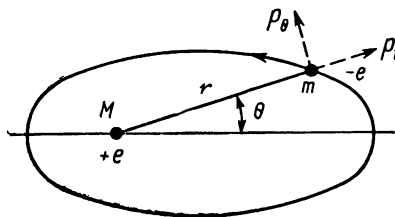


Рис. 1. 1. Эллиптическая орбита электрона в атоме водорода.

торых спектральных линий. Когда для n выбрано значение, то n_θ можно дать любое целое значение от 1 до n . Позднее эмпирически было найдено, что более целесообразно использовать азимутальное число $l = n_\theta - 1$, которое может принимать значения 0, 1, . . . , $n - 1$.

Эта квантовая картина была расширена предположением, что электрон имеет спин, т. е. вращается вокруг своей оси с моментом количества движения, равным $s \frac{h}{2\pi}$, где s — квантовое число спина, которое может иметь только значение $1/2$. Полный момент количества движения электрона состоит из двух частей: одной — обязанной его орбитальному движению, другой — благодаря его спину; обе части складываются векторно, а их сумма дается в виде $j \frac{h}{2\pi}$, где

$$j = l + s; \quad (1. 9)$$

j — полное или внутреннее квантовое число, которое равно нечетным кратным $1/2$ числам (т. е. $j = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$). Следует отметить, что, хотя данная картина основана на физическом представлении об электроне, вращающемся по своей орбите, квантовые условия (1. 1), (1. 8) были выведены произвольно², чтобы последовательно описать наблюдаемые спектры.

Использование четырех квантовых чисел n , l , s и j приводит к большому числу энергетических уровней, и если бы между всеми этими уровнями могли происходить переходы, то спектральных линий было бы больше, чем это наблюдается в действи-

¹ Систему, в которой два независимых квантовых состояния имеют одну энергию, называют вырожденной.

² В том смысле, что они противоречат представлениям классической физики. — Прим. ред.

тельности. Поэтому необходимо ввести дальнейшие ограничения, называемые правилами отбора, а именно возможны только такие переходы между уровнями, при которых изменения Δl в l составляют ± 1 , и Δj в j составляют ± 1 или 0 ; на изменения n нет никаких ограничений.

Следует отметить, что l , s , j определяют числовое значение момента количества движений орбитального, спинового и полного соответственно, а не его направление в пространстве, как это и следовало бы ожидать, потому что атом не имеет определенного направления. Фиксированное направление можно придать системе наложением внешнего магнитного поля H . Электрон, движущийся по орбите или вращающийся вокруг своей оси, обладает магнитным моментом, и при наличии такого магнитного поля атомный магнит должен прецессировать вокруг заданного направления. В результате происходит дальнейшее расщепление энергетических уровней, а следовательно, и спектральных линий. Для объяснения наблюдаемых линий предположим, что проекции m_l вектора l на направление поля H квантуются в целочисленных значениях (m_l имеет значения $2l + 1$ от $-l$ до $+l$), а также, что проекция m_s от s равна $+1/2$ или $-1/2$, т. е. спин электрона параллелен или направлен противоположно приложенному полю. m_l и m_s называют магнитными квантовыми числами, а сам процесс — пространственным квантованием (из этого следует, что проекция m_j от j также квантуется как нечетные кратные $1/2$ числа; m_j иногда используют как другое, хотя и не независимое квантовое число).

Квантовомеханический подход

Многие результаты, полученные из квантовой механики, более естественны без введения произвольных условий. Де Бройль постулировал, что электрон с импульсом $p = mv$ имеет связанную с ним длину волны λ , равную

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (1. 10)$$

Орбиту, на которой волны не затухают при интерференции и, следовательно, на которой укладывается n длин волн, называют стационарной из равенства $2\pi r = n\lambda$. Согласно гипотезе де Бройля, следует, что момент количества движения равен $pr = nh/2\pi$ — условие, соответствующее первому квантовому постулату Бора.

Шредингер ввел постулат де Бройля относительно волн, связанных с материальными частицами, в общее волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \frac{1}{\omega^2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}, \quad (1. 11)$$

где Φ — волновая функция, изменяющаяся в пространстве и времени. Взяв Φ в виде

$$\Phi = ue^{i2\pi vt}, \quad (1.12)$$

Шредингер получил для u уравнение

$$\nabla^2 u = -\frac{8\pi^2 m}{h^2} (\varepsilon - V) u, \quad (1.13)$$

где ε — полная, а V — потенциальная энергия электрона; u — волновая функция, хотя в действительности она лишь функция координат. Если u^2 умножить на площадь поверхности какой-нибудь сферы $4\pi r^2$, то величина $u^2 4\pi r^2 dr$ будет выражать вероятность нахождения электрона в пределах сферической оболочки с радиусами $r, r + dr$. Конечное однозначное и непрерывное решение для u при отрицательной общей энергии может быть найдено, если

$$\varepsilon = -\frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{n^2 h^2}, \quad (1.14)$$

где n — целое число, выражающее условие боровского квантования. Решение можно найти для всех положительных значений ε , соответствующих свободному электрону. Для решения уравнения Шредингера необходимо ввести два других числа l, m_l , которые могут иметь целые значения; l может иметь значения $0, 1, 2, \dots, (n-1)$ и почти соответствовать азимутальному квантовому числу n_0 (фактически $l = n_0 - 1$), а m_l может иметь любое значение из $2l + 1$ целочисленных значений между $-l$ и $+l$. Величина волновой функции u зависит от того, какие значения даются целым числами n, l, m_l , которые называют квантовыми.

Как и в теории Зоммерфельда, различные значения для l не приводят к возникновению различных энергетических уровней, если уравнение (1.14) учитывает зависимость массы электрона от его энергии (согласно теории относительности). Пространственное квантование (квантовое число m_l аналогично ранее введенному магнитному квантовому числу) автоматически следует из решения уравнения (1.13), поскольку при записи его в сферической системе координат, в которых происходит разделение переменных, существует формально выделенное направление — ось z .

Квантовая механика может быть уточнена включением в нее спина электрона и квантовых чисел s, m_s , имеющих значения $1/2$ и $\pm 1/2$ соответственно.

Таким образом, в теории Бора — Зоммерфельда и в теории волновой механики энергия и угловой момент единичного электрона выражаются n, l, j , а при наличии магнитного поля еще и m_l, m_s (или m_j). Волновая механика позволяет точнее вычислить энергетические уровни и показывает также, что хотя для описания состояний могут быть формально использованы целые или

полуцелые числа l, s, j , однако длины соответствующих векторов равны $\sqrt{l(l+1)}$, $\sqrt{s(s+1)}$, $\sqrt{j(j+1)}$; (m_j остается полуцелым числом).

Атомы с большим числом электронов.

Спектроскопическое обозначение

Если вокруг ядра вращается несколько электронов, каждый можно описать с помощью нескольких квантовых чисел. Вычислить энергию электронов более сложно, так как электрон движется в поле, которое определяется не только центральным положительным зарядом, но и другими электронами. Оптические спектры создаются при переходах наиболее удаленных от центра электронов с одного энергетического уровня на другой. Спектры рентгеновских лучей возникают, когда внутренние, более сильно связанные с ядром электроны меняют свою энергию. Правильнее говорить об энергетических состояниях атома, чем об энергетическом состоянии каждого отдельного электрона, и для этой цели используют квантовые числа, обозначив их L, S, J . Найдено, что в большинстве случаев орбитальные и спиновые угловые моменты электронов суммируются отдельно (так называемое сложение Расселла — Саундерса) так, что можно записать

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{L} &= \Sigma \mathbf{l}, \\ \mathbf{S} &= \Sigma \mathbf{s}, \end{aligned} \right\} \quad (1.15)$$

и, следовательно, полный угловой момент атома равен

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (1.16)$$

Квантовая теория показывает, что орбитальные угловые моменты l могут ориентироваться в дискретных направлениях, в то время как спиновые векторы s могут быть параллельны или антипараллельны. Таким образом, L может быть только целым числом, а S и, следовательно, J — целыми числами, если число электронов четно, и полуцелыми, если число электронов нечетно.

В соответствии со спектроскопическими закономерностями, полученными из ранних эмпирических результатов для термов, ответственных за резкую, главную, диффузионную и фундаментальную серии (S, P, D, F), состояние, в котором $L = 0$, обозначается как S -состояние, $L = 1$ — как P -состояние, $L = 2$ — как D -состояние и $L = 3$ — как F -состояние и т. д. Мультиплетность состояний с данным L (т. е. число близко расположенных энергетических уровней) определяется числом значений J , вытекающих из комбинации L и S . Если $L > S$, то возникает $(2S + 1)$ -состояние, а при $L < S$ имеется $(2L + 1)$ -состояний. Лишь для S -состояний ($L = 0$) имеется только одно значение J ($J = S$). Однако, хотя это может оказаться несостоятельным,

мультиплетность обычно равна $2S + 1$. В таком случае энергетическое состояние можно записать как:

$$\begin{array}{l} \text{Мультиплетность} \\ S, P, D, F, \dots \text{ состояния, т. е. } L_J \\ \text{Значение } J \end{array} \quad 2S + 1$$

Например, рассмотрим терм гелия 1D_2 , который имеет два электрона; здесь $S = 0$, так как мультиплетность $2S + 1 = 1$, т. е. состояние синглетное. Это D -состояние с $L = 2$, откуда $J = L + S = 2$.

Так как в оптических спектрах существенны лишь наиболее удаленные от центра электроны, то часто приводится главное квантовое число n этих электронов, и энергетическое состояние атома описывается следующим образом:

$$\begin{array}{l} \text{Мультиплетность} \\ n; \quad S, P, D, F, \dots \text{ состояния, т. е. } n, L_J \\ \text{Угловой момент} \end{array} \quad 2S + 1$$

Например, для натрия знакомые дублетные линии серии D возникают благодаря переходам с одного из верхних уровней $3^2P_{1/2}$ или $3^2P_{3/2}$, т. е. $n = 3$, $L = 1$ (имеется один удаленный электрон $s = \frac{1}{2}$, откуда $S = \frac{1}{2}$, $J = L + S = \frac{1}{2}$ или $\frac{3}{2}$), на низший уровень.

Возникающие переходы ограничиваются правилами отбора:

$$\Delta L = \pm 1; \quad \Delta J = \pm 1 \text{ или } 0. \quad (1.17)$$

Квантовые скачки, не подчиняющиеся этим правилам, называют запрещенными переходами, а испускаемое излучение — запрещенными линиями. Точное объяснение квантовой механики показывает, что вероятность такого перехода в действительности не равна нулю, но все же крайне мала по сравнению с другими возможными изменениями. Если атом не претерпевает возмущения в течение долгого времени, то запрещенные линии можно наблюдать, например, при наличии возбужденных атомов в верхних слоях атмосферы.

Электронные конфигурации. Принцип исключения Паули

Было показано, что характер спектров, химические свойства и строение периодической таблицы можно описать в уже полученных квантовых числах, если предположить, что два электрона не могут иметь одинаковый ряд квантовых чисел n, l, m_l, m_s . Это предположение известно как принцип исключения Паули и является чисто произвольным¹, но Линдемманн показал, что

¹ В том смысле, что в нерелятивистской квантовой механике этот принцип Паули является самостоятельным постулатом. В релятивистской квантовой теории принцип Паули уже не является самостоятельным. — *Прим. ред.*

он согласуется с принципом неопределенности Гейзенберга. Этот принцип означает, что из всех возможных энергетических уровней атома (включая уровни, создаваемые наложением магнитного поля) только один электрон может занимать какой-то определенный энергетический уровень ¹.

Конфигурация электрона в атоме при этом выводится следующим образом: электроны, имеющие одно значение n , образуют оболочку или основной энергетический уровень. В этой группе электроны имеют значения l от 0 до $(n-1)$, а для каждого значения l имеется $2l + 1$ значений m_l ; далее, для каждой комбинации n , l и m_l имеется два значения $\pm 1/2$ для m_s . Так, в гелии оба электрона имеют $n = 1$, $l = 0$ (s -электронов), $m_s = \pm 1/2$; в следующей оболочке (Li, Be, B, . . .) добавляются электроны, имеющие $l = 1$ (p -электронов), до тех пор пока не будут удовлетворены все возможные комбинации квантовых чисел, для чего требуется 6 p -электронов, и оболочка оказывается заполненной или замкнутой.

Можно показать, что в замкнутой оболочке S , L и J равны 0, и, следовательно, лишь наиболее удаленные электроны участвуют в создании углового момента атома. В соответствии с обозначениями, используемыми в теории рентгеновских спектров, оболочки обозначаются следующими буквами:

$$n = \begin{matrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\ K & L & M & N & O \end{matrix} \quad (1.18)$$

Конфигурации электронов всех элементов приведены в приложении 1.

Ионизация и возбуждение

Когда электрон переходит с более низкого уровня на более высокий, то говорят, что атом возбуждается. Это происходит или при механическом соударении, когда электрон, ион или даже быстрая нейтральная частица сталкивается с атомом ², или когда поглощается квант излучения соответствующей энергии. Электрон, находящийся на более высоком уровне, в большинстве случаев останется в этом состоянии около 10^{-8} сек, прежде чем попадет на более низкий уровень, излучив квант с частотой, определяемой уравнением (1.3). Совершив один или несколько переходов, электрон может возвратиться в свое первоначальное состояние или возбудиться до состояния, из которого он не может выйти произвольно или по крайней мере когда вероятность такого перехода может оказаться чрезвычайно малой. Это есть так называемое метастабильное состояние, и переход в более низкое со-

¹ Предполагается, что все уровни невырожденные. — Прим. ред.

² Мы выражаемся неточно, говоря о «механическом соударении». В действительности это изменение вызывается электрическим полем бомбардирующей частицы.

стояние нарушил бы правило отбора. Из этого следует, что обратный процесс, т. е. возбуждение в такое состояние с поглощением излучения, также маловероятен. Метастабильные состояния могут длиться около 10^{-2} сек, но в условиях большинства типов разрядов они нарушаются в течение этого времени, когда атом сталкивается с другой частицей. Метастабильные состояния характерны для уровней с низкой энергией, так как имеется мало более низких уровней, на которые может попасть электрон.

Электрон при возбуждении может перейти в состояние, из которого затем попадает на более низкий уровень (обычно в основное состояние) с очень большой вероятностью излучения света; возбуждение происходит с поглощением света соответствующей частоты и является также весьма вероятным процессом. Такое состояние называют резонансным, а излучение — резонансным.

Ионизацию в некоторых случаях можно рассматривать как крайний случай возбуждения, когда электрону сообщается энергия, большая, чем самый высокий возбужденный уровень атома ($n = \infty$). Электрон уходит от притяжения своего «родительского» ядра, обладая запасом кинетической энергии, и атом превращается в ион с одним положительным зарядом.

Энергию, которая должна быть сообщена электрону для того, чтобы привести его в возбужденное состояние, и которая выражается в вольтах, называют потенциалом возбуждения этого состояния, а энергию, необходимую для того, чтобы выбить электрон из атома, — потенциалом ионизации атома.

Спектры ионов

Атом, который теряет один электрон и становится ионом, имеет такую же электронную оболочку, как и атом, расположенный в периодической таблице элементов на одну клетку левее его. Следовательно, спектр такого иона будет очень похож (за исключением разницы в ядерном заряде) на спектр следующего атома, причем спектральные термы в более легких элементах идентичны, за исключением фактора Z^2 в легких элементах или $(Z - a)^2$, когда следует учитывать эффект экранирования многих внутренних электронов вокруг ядра. Так, He^+ , Li^{++} , Be^{+++} — все имеют спектр, похожий на спектр водорода. Атомы, из которых последовательно удалены внешние электроны в результате многократной ионизации, иногда называют голыми атомами.

Проводимость электричества в газе

Известно, что в областях со слабым электрическим полем газ является очень хорошим изолятором. Он может стать проводником только в том случае, если его ионизовать каким-либо агентом, в результате чего появляются носители зарядов — электроны и ионы. Ионизация увеличивается в достаточно сильном электри-

ческом поле, так как свободные электроны, ускоряемые полем, будут сталкиваться с другими молекулами газа и ионизовать их, создавая еще большее число ионов и электронов. Свойства ионизованных газов поэтому в большой степени зависят от соударений электронов и молекул газа, и этот процесс должен быть детально изучен.

Электрон, который близко подходит к атому, отталкивается от него облаком электронов атома, но нарушает в свою очередь расположение облака, поэтому окончательный результат зависит от скорости этого электрона и направления его движения. Медленный электрон легко отражается и движется почти с той же скоростью в другом направлении, в то время как атомное электронное облако претерпит лишь незначительное возмущение; это так называемое упругое столкновение. Классически упругое столкновение можно представить как столкновение двух идеально упругих шаров, но такое представление не позволяет правильно объяснить рассеяние электронов на атомах. Более быстрый электрон может возбудить этот атом, если его энергия больше энергии возбуждения атома и если он может глубоко проникнуть в атом, или электрон не подойдет так близко к атому и будет лишь упруго отклонен. Более быстрый электрон с энергией, большей, чем потенциал ионизации атома, может ионизовать или возбудить его до какого-то более низкого уровня или может быть упруго отклонен. Соударения, при которых происходит возбуждение или ионизация атома, называют неупругими столкновениями, так как какое-то количество кинетической энергии сталкивающегося с атомом электрона превращается в потенциальную энергию атома. Однако в большинстве случаев в разрядах преобладают упругие соударения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Richtmeyer F. K., Kennard E. H. and Lauritsen T. Introduction to Modern Physics, 5th edn. New York, McGraw-Hill, 1955.
2. В о г н М. Atomic Physics. London, Blackie, 1947.
3. Г е р ц б е р г Г. Атомные спектры и строение атома. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
4. Г е р ц б е р г Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. М., Изд-во иностр. лит., 1949.

Литература (дополнительная)

Ш польский Э. В. Атомная физика. Т. 1, 2. М. — Л., Гостехиздат, 1949.
Л е в и ч В. Г., В д о в и н Ю. А., М я м л и н В. А. Курс теоретической физики. Т. II. М., Физматгиз, 1962.

Г Л А В А 2

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

I. АТОМНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Движение частиц в газе. Основные понятия

В этой главе рассмотрим главным образом заряженные и незаряженные частицы, которые совершают хаотическое движение в газе, сталкиваясь с его молекулами. При этом могут быть использованы многие понятия кинетической теории газов. Средней длиной свободного пробега частицы определенного типа λ является среднее расстояние, которое она проходит между двумя любыми столкновениями с молекулами газа. Согласно классической кинетической теории, средний свободный пробег частицы первого типа, имеющей диаметр d_1 (радиус a_1) и среднюю энергию $\epsilon_1 = \frac{1}{2} m v_1^2$, которая в небольшой концентрации присутствует в газе второго типа, состоящем из n частиц/см³, имеющих диаметр d_2 (радиус a_2) и среднюю энергию $\epsilon_2 = \frac{1}{2} m v_2^2$, равен

$$\lambda = \frac{1}{n\pi (a_1 + a_2)^2 \sqrt{1 + \frac{v_2^2}{v_1^2}}} \quad (2.1)$$

(следует заметить, что λ , хотя и незначительно, но зависит от скорости частиц v_1). Определение λ основано на предположении, что средние энергии поддерживаются каким-то агентом, и частицы ведут себя как идеальный газ, т. е. занимают незначительный объем и не оказывают никакого воздействия на молекулы газа. Это предположение строго применимо только к нейтральным молекулам газа; средний свободный пробег атомов $\lambda_{\text{атом}}$ в собственном газе можно определить, если предположить, что $\epsilon_1 = \epsilon_2$, $d_1 = d_2 = d$,

$$\lambda_{\text{атом}} = \frac{1}{\sqrt{2} n \pi d^2}. \quad (2.2)$$

Иногда ион рассматривают как атом, который легче на массу одного электрона и, следовательно, имеет тот же самый свободный пробег. Ион поляризует нейтральные молекулы, и результирующая сила притяжения сокращает его средний свободный пробег. Этот эффект, зависящий от типа газа, проявляется в большей степени в легко поляризующихся газах, где $\lambda_{\text{ион}}$ меньше $\lambda_{\text{атом}}$ на небольшой множитель.

В классической теории электрон представляется как шар ничтожно малого диаметра ($d_1 \ll d_2$) и такой массы, что даже если он имеет среднюю энергию, сравнимую с энергией атомов газа, то $v_1 \gg v_2$ и, следовательно,

$$\lambda_{\text{электрон}} = 4 \sqrt{2} \lambda_{\text{атом}} \approx 4 \sqrt{2} \lambda_{\text{ион}}. \quad (2.3)$$

Хотя это выражение и позволяет оценить порядок величины λ , однако классическая теория в этом случае оказывается полностью несостоятельной, так как рассеяние электрона атомом должно описываться его волновыми свойствами, которые приводят (согласно экспериментальным наблюдениям) к зависимости среднего свободного пробега от скорости электрона.

Средние свободные пробеги для ионизации, возбуждения и т. д. можно аналогичным образом определить как среднее расстояние, которое проходит частица между двумя столкновениями, приводящими к ионизации или возбуждению; это расстояние, несомненно, является бóльшим, чем обычный средний свободный пробег, так как не каждое столкновение приводит к ионизации или возбуждению.

Распределение свободных пробегов

Рассмотрим группу из N_0 частиц, движущихся в газе со скоростью c в направлении x . Если средний свободный пробег равен λ , тогда на расстоянии dx произойдет $N \frac{dx}{\lambda}$ столкновений. Предположим, что каждое соударение приводит к уходу частицы из данной группы, тогда убыль числа частиц $-dN$ на расстоянии dx равна

$$dN = -N \frac{dx}{\lambda} \quad (2.4)$$

и, следовательно,

$$N = N_0 e^{-x/\lambda} = N_0 e^{-\mu x}, \quad (2.5)$$

N/N_0 — относительное число частиц, имеющих свободные пробеги, бóльшие x . Та часть частиц, длина свободных пробегов которых находится между x и $x + dx$, равна

$$\frac{dN_{x \rightarrow x+dx}}{N_0} = \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda} dx; \quad (2.6)$$

$\mu = \frac{1}{\lambda}$ — коэффициент поглощения, характеризующий уменьшение частиц в пучке. Уравнение показывает наличие небольшого числа средних свободных пробегов, во много раз больших, чем λ ; например, только одна частица приблизительно из 150 имеет свободный пробег, равный 5λ . Это уравнение точно лишь для частиц определенной скорости; если же частицы имеют максвелловское распределение по скоростям и ведут себя как упругие шары, тогда справедлив закон $e^{-\frac{1,04x}{\lambda}}$. Однако если λ значительно изменяется в зависимости от скорости, то следует ожидать больших отклонений от уравнения (2. 1).

Сечения

Предположим, что молекулы газа ведут себя как твердые упругие шары с поперечным сечением σ и что в 1 см^3 имеется n таких молекул. Рассмотрим упомянутую выше группу частиц (вначале группу N_0), проходящую через сечение газа площадью 1 см^2 : вероятность столкновения на расстоянии dx определяется простым отношением площади, занятой молекулами, ко всей площади, т. е. $\frac{n\sigma dx}{1}$ (поскольку $n\sigma dx \ll 1$, а число столкновений частиц равно $Nn\sigma dx$. Следовательно,

$$Q = n\sigma = \frac{1}{\lambda} = \mu, \quad (2. 7)$$

где σ — сечение атома или молекулы, порядок величины которого составляет 10^{-16} см^2 ; Q называют полным эффективным сечением всех молекул газа в 1 см^3 ($\text{см}^2/\text{см}^3$). Так как это сечение должно зависеть от n , то оно обычно приводится для газа при $p = 1 \text{ мм рт. ст.}$ и температуре 0°C , когда n величина постоянная, равная $3,56 \cdot 10^{16} \text{ молекул/см}^3$.

Q — эффективная площадь, занимаемая молекулами в 1 см^3 для всех типов соударений. Другие сечения вводятся для описания определенных типов соударений; например, только некоторая часть p_i -соударений между частицами и молекулами газа может привести к ионизации, где p_i — вероятность ионизации. Таким образом, если учитываются только столкновения, приводящие к ионизации, то молекулы занимают эффективную площадь, равную $p_i Q$, которую обозначают Q_i и называют сечением ионизации; аналогично определяются сечения других процессов, таких, как возбуждение и прилипание. Пользоваться сечениями очень удобно, так как полное эффективное сечение Q для всех соударений равно сумме всех эффективных сечений определенных типов столкновений.

$$\begin{aligned} Q_{\text{сум}} &= p_{\text{упруг}} Q + p_{\text{ионизац}} Q + p_{\text{возб}} Q + p_{\text{прилип}} Q, \\ Q_{\text{сум}} &= Q_{\text{упруг}} + Q_{\text{ионизац}} + Q_{\text{возб}} + Q_{\text{прилип}} \end{aligned} \quad (2. 8)$$

где p — вероятности того, что в результате столкновений произойдут определенные процессы. Это уравнение справедливо только, если n остается постоянным, и существенно не изменяется под действием происходящих процессов, а также если эти процессы происходят независимо друг от друга. Атомные сечения для различных процессов значительно изменяются: для ионизации они могут достигать $2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, а для столкновений, приводящих к ядерной реакции, 10^{-24} см^2 и менее. Единицу, равную 10^{-24} см^2 , называют барн.

Эффективность

Эффективность¹ частицы, участвующей, например, в процессе ионизации, определяется числом столкновений, претерпеваемых каждой частицей при ее прохождении через слой газа толщиной 1 см (расстояние, которое проходит частица при хаотическом движении).

Следовательно,

$$\left. \begin{aligned} s &= \text{вероятность} \times \text{число столкновений}; \\ s &= p_i \frac{1}{\lambda}; \\ s &= p_i Q; \\ s &= Q_i. \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

Таким образом, эффективность любого процесса численно равна сечению ($Q \text{ см}^2/\text{см}^3$) этого процесса.

Частота соударений

Если частица, обладающая хаотической скоростью v_r , имеет средний свободный пробег λ , то число столкновений, происходящих между каждой частицей и молекулами газа в 1 сек, равно

$$v = \frac{v_r}{\lambda} = v_r Q. \quad (2.10)$$

Среднее время τ между столкновениями обратно пропорционально v . Следует отметить, что частота столкновений v_n , приводящих к какому-то определенному процессу n (например, v_i — частота соударений при ионизации), всегда меньше v , так как не каждое столкновение приводит к этому процессу. Таким образом,

$$v_i = \frac{v_r}{\lambda_i} = v_r Q_i. \quad (2.11)$$

¹ Величину эффективности s для процесса ионизации называют еще относительной ионизацией. — *Прим.ред.*

Типы соударений

Упругие столкновения. Сохранение кинетической энергии

Электрон можно представить как небольшую сферу массой m , движущуюся со скоростью u и претерпевающую соударения с атомом, который в свою очередь можно представить как большую стационарную сферу массой M . После столкновения с электроном атом движется со скоростью V вдоль линии центров, а электрон движется со скоростью v под углом θ к своему первоначально-

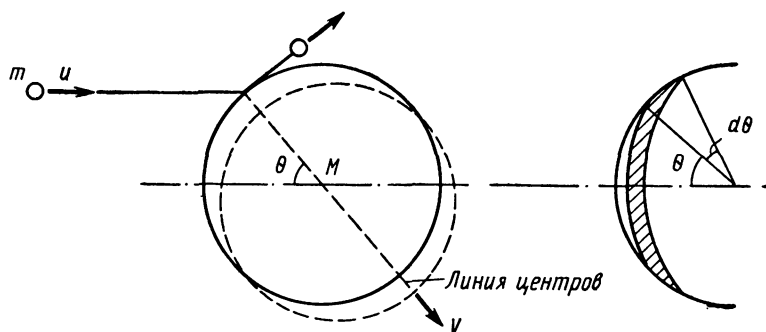


Рис. 2. 1. Классическая картина столкновения электрона с атомом.

ному направлению (рис. 2. 1). Используя уравнение сохранения энергии и импульса, находим, что та часть энергии, которая передается от электрона к атому, равна

$$\frac{MV^2}{mu^2} = \frac{4mM}{(M+m)^2} \cos^2 \theta. \quad (2. 12)$$

Вероятность столкновения $P(\theta) d\theta$ между θ и $\theta + d\theta$ определяется отношением проекции площади заштрихованной области (см. рис. 2. 1) к общей площади, представляющей атом, и равна

$$P(\theta) d\theta = \sin 2\theta d\theta. \quad (2. 13)$$

Если произвести усреднение по всем углам, то из уравнений (2. 12) и (2. 13) получаем среднюю энергию, передаваемую атому при соударениях,

$$k = \frac{\overline{MV^2}}{mu^2} = \frac{2mM}{(M+m)^2} \approx \frac{2m}{M}, \text{ когда } m \ll M, \quad (2. 14)$$

где k — среднее количество энергии, теряемое электроном при упругом соударении с атомом.

Даже для самых легких атомов $M \gg m$ и k является очень малой величиной (например, в гелии k равно $2,7 \cdot 10^{-4}$, в аргоне — $2,7 \cdot 10^{-5}$). Для электронов с максвелловским распределением по

энергиям и соответствующей температурой $T_e \left(\frac{1}{2} m v_{\text{хаотич}}^2 = \frac{3}{2} k T_e \right)$, движущихся в газе с температурой $T_{\text{газ}}$, усреднение приводит к результату

$$k = \frac{8}{3} \cdot \frac{mM}{(M+m)^2} \left(1 - \frac{T_{\text{газ}}}{T_e} \right) \approx 2,66 \frac{m}{M}, \quad (2.15)$$

так как относительная потеря энергии при столкновениях настолько мала, что в разрядах электроны приобретают средние энергии, намного превышающие энергию молекул газа. Однако когда тяжелые ионы сталкиваются с молекулами газа, то $m \approx M$ и $k = \frac{1}{2}$, так что их средние энергии почти равны. При комнатной температуре ионы и молекулы газа имеют энергию 0,04 эв, а электроны — несколько электронвольт.

Упругое рассеяние. Угловое распределение

Если I_φ — относительное количество электронов, рассеянных на единицу телесного угла под углом φ , то легко показать, что $I = \frac{1}{4\pi} = \text{const}$ при условии, если $m \ll M$, т. е. что электроны рассеиваются изотропно. Относительное число электронов, рассеянных между углами φ , $\varphi + d\varphi$, равно

$$\frac{dn_{\varphi \rightarrow \varphi + d\varphi}}{n} = I_\varphi 2\pi \sin \varphi, \quad d\varphi = \frac{1}{2} \sin \varphi d\varphi. \quad (2.16)$$

Эксперименты по рассеянию электронных пучков, обладающих определенной энергией, показывают, что это выражение, применимое к столкновениям, происходящим между твердыми шарами, противоречит экспериментальным данным, за исключением данных по рассеянию электронов в области малых энергий (≈ 1 эв), где эта формула почти верна. При еще больших энергиях кривые I_φ от φ показывают наличие максимумов, минимумов и преимущественное рассеяние вперед (рис. 2. 2). В легких газах эти максимумы и минимумы особенно заметны в области сравнительно малых энергий электронов (до 6 эв в H_2 , 15 эв в He), но в более тяжелых газах, например ртути, они наблюдались при энергиях до 800 эв. Полное число рассеянных электронов ($I_\varphi = 2\pi \sin \varphi d\varphi$) максимально в диапазоне $2-10^\circ$ и становится равным нулю при $\varphi = 0$.

Из формы кривых ясно, что это явление носит волновой характер; максимумы и минимумы возникают вследствие дифракции волн электронов в электрическом поле атома. В простейшем случае этот эффект должен проявляться, когда длина волны

электрона ($\lambda = \frac{h}{mv} = \sqrt{\frac{154}{V}} \cdot 10^{-8} \text{ см}$) сравнима с «радиусом» атома, например в гелии для электронов с энергией $V \sim 1-15 \text{ эв}$.

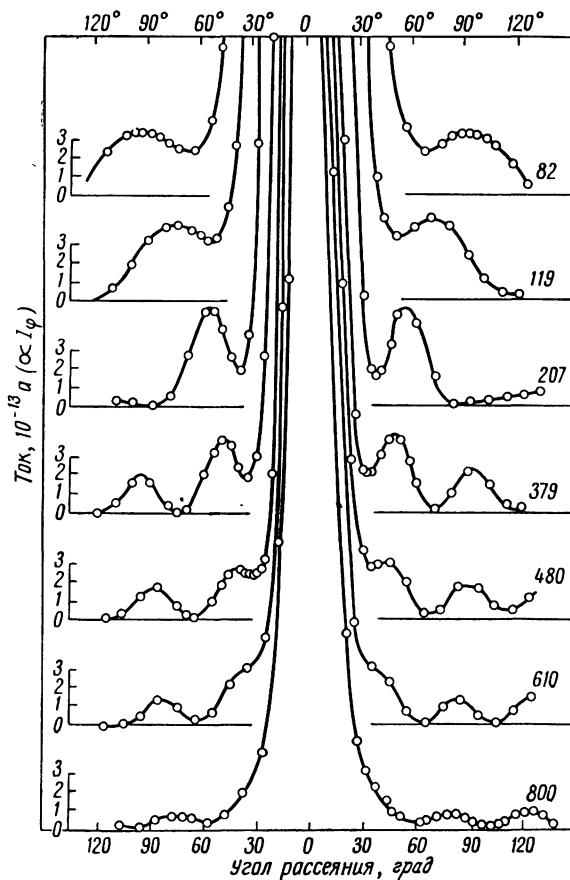


Рис. 2. Угловое распределение рассеянных электронов. Кривые для электронов с энергией 800, 610, 480, 379, 207, 119 и 82 эв.

Эти максимумы и минимумы перемещаются в сторону меньших углов, так как энергия электронов увеличивается, а их длина волны уменьшается.

Эффективные сечения упругих взаимодействий

Для модели атома как упругого шара его эффективное сечение является величиной постоянной, равной $\sigma = \pi a_0^2$, где a_0 — радиус атома. Известно, что атом не является твердым телом, а пред-

ставляет систему зарядов с некоторым результирующим электрическим полем. Электрон, проходящий около атома, отклоняется полем, и в этом случае говорят, что он испытывает столкновение. Но электрон, находящийся далеко, испытывает некоторое воздействие со стороны поля атома, и, таким образом, сечение атома при упругих столкновениях теоретически должно быть равным бесконечности; измерение этого воздействия зависело бы только от способа определения достаточно малых углов рассеяния. При этом средний свободный пробег был бы равен нулю, что противоречит опыту.

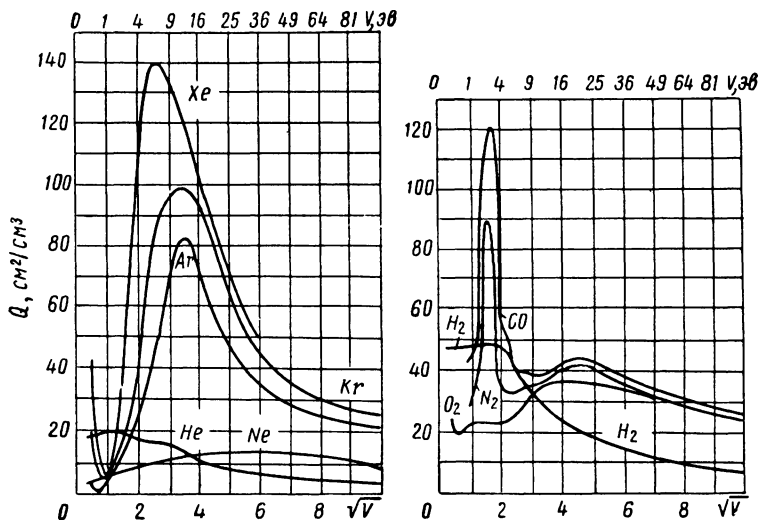


Рис. 2. 3. Эффективное сечение рассеяния электронов в зависимости от энергии V в различных газах.

Таунсенд с сотрудниками [1], изучая поперечную диффузию электронного облака, а Рамзауэр и Коллат [2], исследуя рассеяния электронных пучков, обнаружили, что сечения для упругих столкновений меняются в зависимости от энергии электронов и имеют максимальное и минимальное значения в области энергии 1—20 эв. Ясно, что это явление связано с дифракцией волн электронов под действием электрического поля атома, а из квантовой теории следует, что если на расстоянии r от ядра потенциал равен $V = \frac{A}{r^n}$, то сечение конечно при условии $n < 2$ для малого r и $n > 2$ для $r \rightarrow \infty$ — условие, которому удовлетворяют все атомы. Измеренные значения Q приведены на рис. 2. 3. Методы микроволновой техники позволили недавно провести измерения сечений при очень низких энергиях ($4 \cdot 10^{-2}$ эв).

Сечение упругих процессов можно приближенно вычислить, используя кривые рассеяния. Если пучок из N электронов проходит через газ, то часть электронов, рассеивающихся каждым атомом под всеми углами, можно найти, интегрируя уравнение (2. 16). Если в 1 см^3 имеется n атомов, то относительное количество частиц, рассеянных при их прохождении через тонкий слой газа площадью 1 см^2 и толщиной dx , равно

$$\frac{dN}{N} = n \int_0^\pi I_\varphi 2\pi \sin \varphi d\varphi dx. \quad (2. 17)$$

Следовательно, используя уравнения (2. 4) и (2. 7), можно получить сечение упругого процесса

$$Q_{\text{упр}} = 2 \int_0^\pi I_\varphi \sin \varphi d\varphi. \quad (2. 18)$$

Передача импульса

Явления переноса в газах (диффузия, подвижность) основаны на свойстве частиц передавать при столкновениях импульс. В элементарной теории дрейфового движения электронов, например в электрическом поле, предполагая, что в конце каждого среднего свободного пробега весь импульс, который электрон получил от поля на длине пробега (λ_m), теряется при соударении. Ясно, что λ_m не равно среднему расстоянию между любыми двумя упругими столкновениями (λ_e), за исключением случая, когда рассеяние является сферически симметричным. Если имеется преимущественное рассеяние вперед, то электрон испытывает несколько столкновений, прежде чем его направленный импульс изменится, так, что $\lambda_m > \lambda_e$. Таким образом, вводится понятие о сечении передачи импульса, причем σ_m или Q_m являются воображаемой площадью, представляемой атомом так, что электроны, претерпевающие упругие соударения, отклоняются в среднем перпендикулярно какому-то заданному направлению, и все их направленные импульсы уничтожаются. Аналогично ν_m — частота соударений с передачей импульса равна числу упругих соударений электронов в 1 сек , при которых электрон теряет весь свой импульс. Если электроны в основном рассеиваются вперед, то $Q_m < Q_{\text{упр}}$, если же они рассеиваются назад, то $Q_m > Q_{\text{упр}}$, так как при столкновениях электроны теряют больше, чем весь импульс, получая при этом отрицательный импульс (т. е. компоненту скорости в противоположном направлении).

Электрон, обладающий скоростью v и рассеивающийся под углом φ , теряет импульс, равный

$$d(mv) = mv (1 - \cos \varphi) \quad (2. 19)$$

(пренебрегая малым изменением v из-за отдачи атома). Так как часть электронов, рассеивающихся под углом φ , можно определить с помощью уравнения (2. 17), то часть импульса, уходящего из пучка, в среднем равна

$$\frac{d(mv)}{mv} = n \int_0^{\pi} I_{\varphi} 2\pi \sin \varphi d\varphi (1 - \cos \varphi) dx. \quad (2. 20)$$

Следовательно,

$$Q_m = 2\pi \int_0^{\pi} I_{\varphi} \sin \varphi (1 - \cos \varphi) d\varphi = Q_{\text{упр}} \overline{(1 - \cos \varphi)}. \quad (2. 21)$$

Среднее значение $\overline{(1 - \cos \varphi)}$ равно единице, если все φ одинаково вероятны; тогда $Q_m = Q_{\text{упр}}$.

Аналогичный результат можно получить, рассматривая энергию сталкивающихся частиц, когда средняя потеря энергии $k = \frac{2m}{M} \left(\frac{Q_m}{Q_{\text{упр}}} \right)$. Рассматривая перенос импульса, можно получить эти результаты, используя эффективное сечение Q_m , средний свободный пробег $\lambda = \frac{1}{Q_m}$ (при $\rho = 1 \text{ мм рт. ст.}$) и предполагая, что $k = \frac{2m}{M}$; Q_m иногда называют сечением диффузии, так как оно применяется к явлениям переноса. На рис. 2. 3 приведены измеренные значения полного сечения рассеяния. Для энергий меньше нескольких вольт разница между значениями $Q_{\text{упр}}$ и Q_m не наблюдается.

Эффективные сечения при больших энергиях

На рис. 2. 3 показано, что многие эффективные сечения имеют максимальное значение при некоторой энергии ($\epsilon_{\text{макс}}$), меньшей 20 эв, а затем при более высоких энергиях плавно падают.

В электронном облаке, на которое действует электрическое поле, многим электронам трудно приобрести энергию, большую $\epsilon_{\text{макс}}$, и только для небольшой части электронов, получивших эту энергию, сечение уменьшается и, следовательно, увеличивается длина свободного пробега и их энергия. В дальнейшем при увеличении энергии электронов рассеяние вперед становится преобладающим (так как Q_m падает более плавно, чем $Q_{\text{упр}}$ с увеличением энергии), и увеличивается вероятность получить еще большее количество энергии. Электроны, которые приобретают благодаря этому эффекту большие энергии, как это наблюдалось, например, в тороидальных разрядах, называют «убегающими» электронами [17—23].

Рассеяние ионов

Рассеяние положительных ионов на молекулах газа при малых энергиях лучше всего описывается с помощью классической теории столкновения твердых упругих шаров. Существуют два вида возмущений, создаваемых зарядом иона в газе. Первый вид — заряды индуцируются на близрасположенных молекулах, которые таким образом поляризуются; при рассеянии это приводит лишь к незначительным отклонениям частиц из-за их большой массы. Второй — перезарядка — обмен электроном (без изменения их кинетической энергии) между сталкивающимися частицами — процесс, который играет очень важную роль при энергии ионов от 5 до 20 эв, а также между ионами, движущимися в собственном газе. Явления дифракции, аналогичные эффектам при рассеянии электронов, возникают, когда волна частиц имеет длину $\lambda = h/Mv$, сравнимую, но меньшую, чем радиус атома (например, He^+ в He; такой эффект проявляется при энергиях порядка 1000 эв). В этом случае наблюдается интенсивное рассеяние вперед.

Экспериментально трудно различить упругое и неупругое рассеяние ионов при больших энергиях, так как в обоих типах соударений частицы переносят большие количества энергии.

Неупругие соударения

При неупругих соударениях некоторая часть кинетической энергии налетающей частицы превращается в потенциальную энергию, необходимую для перехода электрона атома на более высокий уровень (возбуждение) или для того, чтобы полностью оторвать его от ядра (ионизация).

Возбуждение под действием электронного удара

Процесс возбуждения может происходить, когда энергия электронов превышает потенциал возбуждения атома (определенного рассматриваемого состояния); при соударении линейный и угловой моменты относительно центра масс должны сохраниться. Изменение углового момента Δp при столкновении должно поэтому равняться разнице между угловым моментом атома в его первоначальном и конечном состояниях. Следовательно,

$$\Delta p = \frac{h}{2\pi} \Delta J, \quad (2.22)$$

где ΔJ — изменение внутреннего квантового числа. Следовательно, если электроны обладают количеством энергии, необходимым для возбуждения, то они не передадут энергию, а поэтому для возбуждения электроны должны сталкиваться с атомами точно под углом, необходимым для удовлетворения изложенного условия.

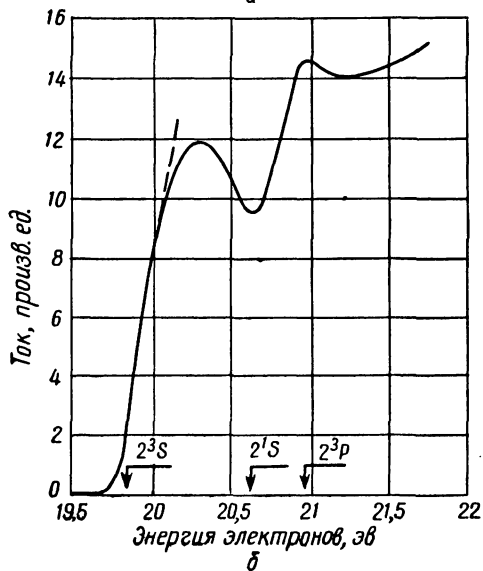
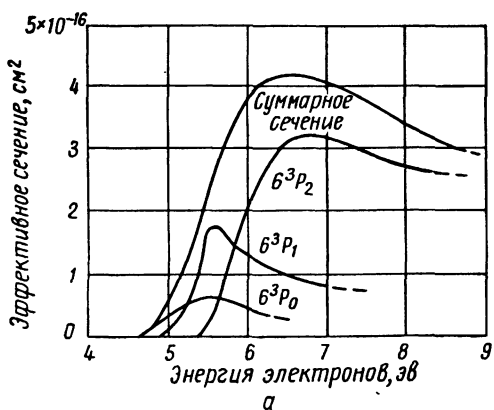


Рис. 2. 4. Вычисленное значение эффективного сечения возбуждения ртути ($7^3S_1-6^3P_{0,1,2}$) электронным ударом (а) и вероятность возбуждения (в произвольных единицах) гелия из основного состояния на указанные метастабильные уровни (б).

Вероятность такого процесса очень мала и становится равной нулю, когда $\epsilon = eV_{\text{возб}}$, увеличиваясь при больших энергиях, при которых электрон может уносить избыток энергии в направлении, лучше всего удовлетворяющем условию углового момента.

Вероятность или сечение возбуждения значительно меняется в зависимости от энергии электрона [кривую $Q_{\text{возб}}$ как $f(\epsilon)$ называют функцией возбуждения]. В атомах, имеющих два валентных электрона, переходы синглет — синглет имеют в этой функции широкий максимум, причем $Q_{\text{макс}}$ соответствует энергиям, в несколько раз большим, чем $eV_{\text{возб}}$. В этом случае общее квантовое число спина S остается неизменным, и спины двух электронов не меняются. Однако в синглетно-триплетных переходах S изменяется от 0 до 1, и, следовательно, один из электронов должен иметь спин, вектор которого антипараллелен. Для многих атомов со слабой спин-орбитальной связью это может произойти, если атомный электрон заменяется нелетающим электроном (электронный обмен), а так как это может произойти лишь в узкой области энергии, то функция возбуждения имеет резкий максимум при энергии, большей $eV_{\text{возб}}$. Типичные кривые функций возбуждения приведены на рис. 2. 4.

Угловое распределение электронов после столкновений, приводящих к возбуждению

Угловое распределение пучка электронов после рассеяния, приводящего к возбуждению атомов газа, подобно распределению при упругих соударениях. Когда относительные потери энергии при соударении не слишком велики, то наблюдается явно выраженное рассеяние вперед, при этом число частиц, рассеянных в единице телесного угла, быстро падает с увеличением угла. Если электроны теряют небольшую часть своей энергии при возбуждении тяжелых атомов, то большие дифракционные максимумы и минимумы в интенсивности рассеянных электронов находятся под большими углами. Когда электроны при столкновении теряют большую часть своей энергии ($1/3$ и более), то между кривыми упругого и неупругого рассеяния наблюдается меньше сходства; аналогичное явление происходит и при потерях энергии на ионизацию.

Многократное возбуждение. Автоионизация

При определенных условиях появляется возможность перейти на возбужденный уровень более, чем одному электрону. Этот процесс имеет большое значение при большой плотности тока и большом числе столкновений атома с электронами. Когда один электрон переходит на более высокий уровень, то энергетические уровни возбужденного атома отличаются от энергетических уровней невозбужденного атома; возникшая схема уровней не всегда известна, но энергия всех уровней увеличивается. Энергия

самого низкого уровня возбужденного атома больше чем в два раза превосходит энергию невозбужденного атома, и если другой электрон переходит из своего основного состояния на один из этих уровней, то полная энергия eV^{**} дважды возбужденного атома может быть больше, чем потенциал ионизации нормального атома. Оба электрона могут вернуться в основное состояние с излучением одного кванта энергии $h\nu = eV^{**} > eV_i$ (аномальное излучение) или один электрон возвращается в основное состояние, а другой уходит из атома, унося избыток в виде кинетической энергии $e(V^{**} - V_i)$; этот процесс называют автоионизацией, и его вероятность является большой, когда $(V^{**} - V_i)$ — малая величина.

Ионизация одиночным электронным ударом

Столкновение частиц можно приближенно описать с помощью обычных классических уравнений сохранения энергии и импульса с добавлением члена потенциальной энергии, равного eV_i . Для углового момента квантовые условия могут не выполняться, так как при ионизации появляется третье тело — свободный электрон. Ионизация происходит, когда энергия электронов превышает eV_i (когда $\epsilon = eV_i$ — вероятность возникновения ионизации равна нулю), однако она быстро возрастает с увеличением энергии. Вначале ионизация растет линейно. Действительно, недавно проведенные точные эксперименты, в которых использовался метод задерживающего потенциала для уменьшения разброса электронов пучка по энергиям до $0,1$ в и менее, показали, что начиная с пороговой энергии eV_i кривая вначале строго линейно увеличивается, при более высоких энергиях рост ее замедляется, достигая широкого максимума при 100 эв, а затем уменьшается. Для паров щелочных металлов этот максимум находится при ~ 20 эв. Эти свойства обычно выражаются в виде кривых относительной ионизации s_e в зависимости от энергии (где s_e — число пар ионов, образуемых одним электроном, проходящим в газе расстояние 1 см, численно равно Q_i — сечению ионизации). Эти кривые для обычных газов приводятся к давлению, равному 1 мм рт. ст. (рис. 2. 5). Полезными аналитическими приближениями s_e для некоторых определенных областей энергии электронов eV являются следующие выражения:

$$s_e = \frac{dN}{dx} = ap(V - V_i) \text{ для } V \leq 2V_i, \quad (2. 23)$$

где N — число (a не плотность) пар ионов, образующихся при прохождении электроном расстояния dx , и

$$s_e = p(s_{\text{макс при } 1 \text{ мм рт. ст.}}) [1 - e^{-b(V - V_i)}] \text{ для } V \leq V_{\text{макс}}, \quad (2. 24)$$

где $V_{\text{макс}}$ — энергия, при которой s_e достигает максимального значения. Понятно, что при малых значениях $(V - V_i)$ урав-

нение (2. 24) сводится к уравнению (2. 23), когда $a = b\rho s_{\text{макс}}$ при 1 мм рт. ст.

$$s_e = \rho \frac{C_1}{VV_i} \ln \frac{C_2 V}{V_i} \text{ для } V > \text{несколько сот электронвольт, (2. 25)}$$

где C_1 и C_2 — постоянные. Это уравнение вытекает из квантовой механики, и, хотя из него следует наличие максимума при низких

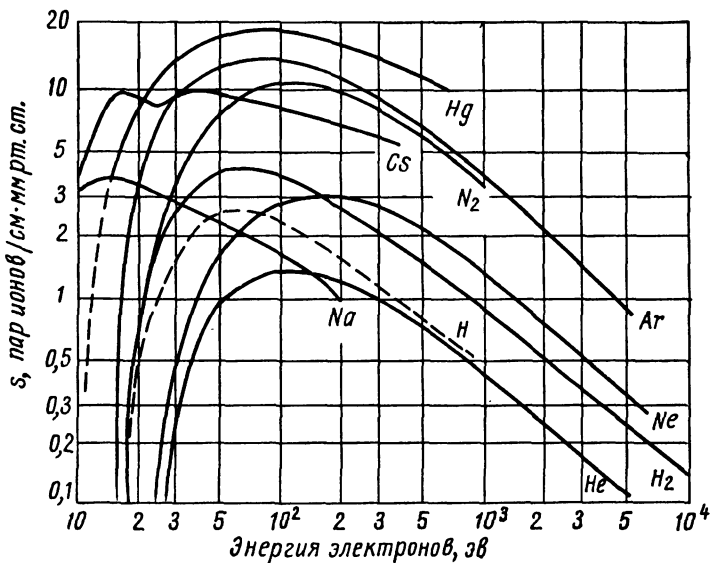


Рис. 2. 5. Зависимость относительной ионизации s от энергии электронов ϵ для различных газов [10].

энергиях, оно является точным только в области высоких энергий. Значения a и b приведены в табл. 2. 1.

Таблица 2. 1

Значения a и b для различных газов [уравнения (2. 23) и (2. 24)]

	He	Ne	A	H ₂	N ₂	O ₂	Воз- дух	Hg	Na	K	Cs
$a \cdot 10^{-2}$	4,6	5,6	71	21	26	24	26	83	45	—	280
$b \cdot 10^{-2}$	3,54	1,86	54,5	5,83	2,55	2,29	—	4,88	*	*	*
$s_{\text{макс}}$ при 1 мм рт. ст.	1,3	3	13	3,6	10,2	1,05	—	17	3,7	4,8	9,8

* Уравнение (2. 24) неприменимо.

Множественная ионизация

Удаление одного электрона из атома приводит к образованию иона с положительным зарядом $+e$. Поскольку заряд ядра Z эффективно заэкранирован окружающими электронами, радиус электронной орбиты уменьшается, а следовательно, уменьшается и сечение ионизации. Согласно теории Бора, атом с одним электроном имеет орбиту, площадь которой пропорциональна $\frac{1}{Z^2}$, а поэтому можно ожидать, что пороговая энергия для двойной и тройной ионизации будет увеличиваться, а $s_{\text{макс}}$ для этих процессов будет резко уменьшаться как $1/2^m$, $1/3^m$, где m равно приблизительно двум. Очень быстрые электроны ($v > 10^4$ эв) могут выбивать электроны с внутренних оболочек с последующим излучением рентгеновских лучей.

Ионизация возбужденных атомов

Внешний валентный электрон, который перешел на более высокий энергетический уровень, вращается по орбите с радиусом, большим, чем обычный. Таким образом, атом становится большей мишенью для бомбардирующих электронов, особенно для легких атомов, имеющих только один валентный электрон, для которого $r \propto n^2/Z$, где n — главное квантовое число. Относительная ионизация возбужденного атома при низкой энергии (так как для удаления электрона требуется энергия, равная $eV_i - eV_{\text{возб}}$) может быть на один порядок больше, чем для обычной ионизации.

Угловое распределение и распределение электронов по энергиям после ионизации

Анализ таких распределений очень сложен, так как после ионизации присутствуют два электрона. После того как бомбардирующий электрон отдал на ионизацию энергию eV_i , она распределяется неравномерно между двумя электронами: один из них уносит большую часть энергии, а другой становится медленным. Хотя экспериментально невозможно различить происхождение этих электронов, обычно быстрые электроны называют рассеянными, а медленные — вторичными. Угловое распределение рассеянных электронов показано на рис. 2. 6. Быстрые электроны рассеиваются главным образом вперед и распределение их по углам аналогично распределению электронов после столкновений, приводящих к возбуждению; распределение вторичных электронов более однородно.

На рис. 2.7 показана типичная кривая распределения электронов по энергиям, рассеянных под определенным углом (90°) в ртути, из которой видно, что в энергетическом спектре преобладают электроны с очень низкой энергией (~ 1 эв).

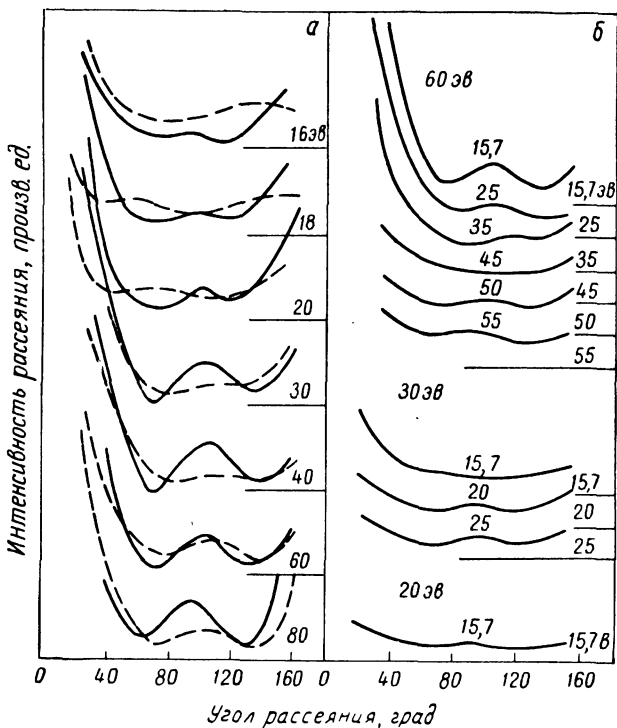


Рис. 2.6. Угловое распределение электронов, рассеянных в аргоне:

a — горизонтальные линии обозначают абсциссы кривых для электронов с энергиями 16, 18, 20, 30, 40, 60 и 80 эв. — — — упругое рассеяние; — — — электроны, рассеянные после возбуждения уровня 3P_1 с потерей энергии 11,6 эв; *b* — ионизирующие столкновения под действием электронов с начальной энергией 20, 30, 60 эв, сопровождающиеся потерями энергии от 15,7 до 55 эв [3].

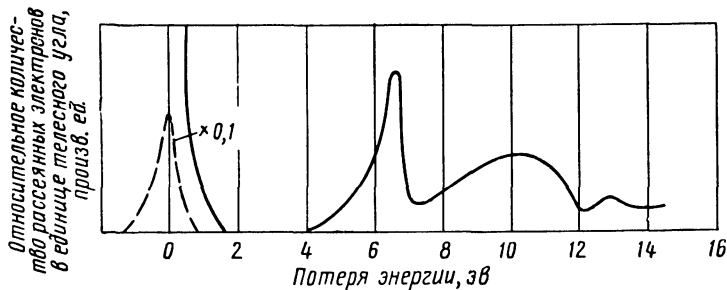
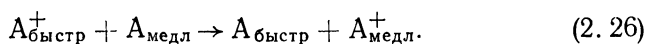


Рис. 2.7. Величина потери энергии электронов в парах ртути, имеющих энергию 42 эв после рассеяния под углом 90° . Самый большой пик возникает благодаря упругим столкновениям и находится около нуля энергии потерь, а второй пик — при 6,7 эв и возникает при возбуждении уровня 6^3P_1 [3].

Вероятность столкновения, приводящего к переходу электронов атома, зависит от времени, в течение которого две частицы находятся в области a их атомных полей ($a \approx 10^{-8}$ см). Это время, равное a/v (где v — относительная скорость двух частиц), должно быть сравнимо со временем, необходимым для перехода электрона в атоме, которое согласно квантовой теории равно $h/\Delta\epsilon$, где $\Delta\epsilon$ — полное изменение внутренней энергии системы. Если $a/v \gg h/\Delta\epsilon$, электроны в атоме будут иметь время, чтобы изменить свое движение в соответствии с изменениями, создаваемыми медленно приближающейся частицей, и в этом случае переход на более высокий уровень маловероятен. Таким образом, сечение (или эффективность ионизации) теоретически будет мало, когда $\frac{a|\Delta\epsilon|}{hv} \gg 1$ и быстро увеличивается до максимального значения, когда это выражение становится равным единице. Более детальный анализ показывает, что при высоких энергиях сечение должно падать медленнее. Тяжелые ионы и атомы, таким образом, намного менее эффективны в процессах возбуждения и ионизации, чем электроны той же энергии, из-за их малой скорости. Экспериментальные результаты в большинстве подтверждают эти предсказания для процессов в атомных системах; данные, полученные в опытах при столкновении между молекулами, показывают большое расхождение с теоретическими результатами.

Перезарядка. В этом процессе электрон покидает атом и нейтрализует бомбардирующий ион, например



Здесь $\Delta\epsilon = 0$ (ион, движущийся в собственном газе). Для медленных ионов ($v \approx 0$) сечение является максимальным и приблизительно равным его газокинетическому сечению и медленно уменьшается с увеличением их энергии. Для ионов, движущихся не в собственном газе,



Здесь $\Delta\epsilon$ не равно нулю, а сечение становится меньшим. Протоны (H^+), движущиеся в H_2 , имеют максимальное сечение (при ~ 7 кэв), намного большее, чем в любом другом газе. Процесс перезарядки вследствие больших сечений играет важную роль; перезарядка влияет на подвижность ионов в их собственном газе и на ионизацию газов ионными пучками. Часто большое значение имеют промежуточные метастабильные атомы [15].

Ионизация ионами и атомами. Используя уравнение сохранения энергии и импульса для решения задачи о столкновении двух упругих шаров одинаковой массы, можно показать, что потенциальная энергия eV_i передается одному из шаров (т. е. атому) только в том случае, если энергия налетающей частицы превышает

$2eV_i$. Имеется недостаточное количество экспериментальных данных, подтверждающих, что $2eV_i$ является критической энергией для ионизации положительными ионами и нейтральными атомами, движущимися в собственном газе (особенно в гелии). Экспериментально были получены кривые сечения ионизации в зависимости от энергии ионов (с небольшой точностью) для: A и A^+ в A ; Ne и Ne^+ в Ne ; He и He^+ в He ; H^+ и H_2 в H_2 ; N_2 в N_2 ; K^+ в A , Ne в Hg . Начальный участок кривых лежит в пределах от 10^{-4} до $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{см}^3 \cdot \text{эВ}$ для самых легких атомов, причем эти кривые поднимаются более круто с увеличением массы налетающих частиц. Атомы или ионы аргона являются наиболее эффективными ионизирующими частицами — факт, который до сих пор еще недостаточно ясен. Вероятность таких процессов намного меньше, чем перезарядка или ионизация электронами равной энергии.

Следует помнить, что измеренные значения ионизации быстрыми тяжелыми частицами могут быть значительно больше, чем это можно ожидать из изложенных соображений, благодаря дополнительным электронам, которые могут выбиваться с энергиями до 100 эВ , производя значительную ионизацию. Так, можно было бы ожидать, что α -частицы в воздухе производят максимальную ионизацию в диапазоне от 10^4 до $5 \cdot 10^4 \text{ эВ}$; в действительности, она происходит при энергии $1,5 \text{ МэВ}$.

Столкновения второго рода. Эффект Пеннинга

Столкновения возбужденных атомов или возбужденного атома и атома, находящегося в основном состоянии, могут привести к тому, что потенциальная энергия возбужденного атома освобождается и передается образующейся частице в виде кинетической энергии. Если при этом происходит ионизация одного из атомов, то большая часть избыточной энергии (если она есть) уносится электроном. Такие соударения называют соударениями второго рода, или сверхупругими столкновениями. Существует много примеров таких соударений, подчиняющихся определенному правилу, при котором сечение является малым, когда $\Delta \epsilon$ — большая величина, а v — малая. Полный обзор работ, посвященных соударениям такого типа, сделан Месси и Бархопом [3]. Одним из процессов в разрядах является ионизация одного вида атома при соударении с метастабильным атомом другого вида, когда $eV_{\text{метастаб}} \geq eV_i$ (эффект Пеннинга). Этот эффект хорошо известен для смеси неона ($V_{\text{метастаб}} = 16,53 \text{ в}$, $3P_2$) с небольшим количеством аргона ($V_i = 15,76 \text{ в}$); вероятность такого процесса в этом случае почти равна единице на каждое соударение, так как $\Delta \epsilon$ ($\sim 0,8 \text{ эВ}$) — малая величина, и эффект усиливается из-за большого периода жизни метастабильного атома. Обычные молекулярные газы, имеющие $V_i \approx 15 \text{ в}$, легко ионизируются метастабильными атомами инертных газов ($V_{\text{метастаб}} \approx 16\text{—}20 \text{ в}$).

Поглощение фотонов.
Фотовозбуждение и фотоионизация

Фотон с энергией $h\nu$ может поглощаться атомом или молекулой и возбуждать их до более высокого состояния, при условии если $eV^* = h\nu$. Вероятность этого процесса, согласно принципу детального равновесия, зависит от правил отбора, управляющих обратным процессом. Например, метастабильный атом, из которого электрон не может возвратиться в основное состояние с выходом

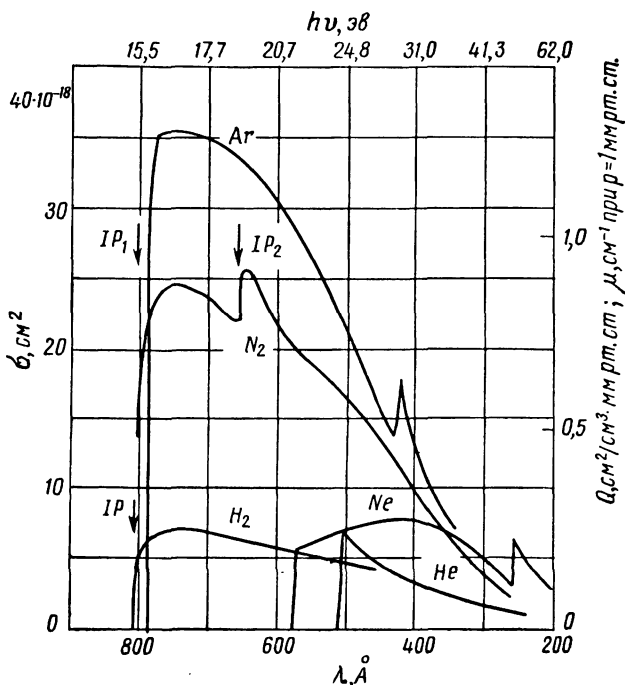


Рис. 2. 8. Эффективные сечения фотопоглощения в различных газах.

излучения, не может возбуждаться из основного состояния, поглощая соответствующий квант излучения. С другой стороны, резонансные линии, соответствующие переходу из резонансного в основное состояние, сильно поглощаются.

Фотоионизация происходит, когда $h\nu \geq eV_i$, и электрон выбивается с кинетической энергией, равной разности между энергией фотона и энергией, необходимой для ионизации газа. Соответствующая длина волны света, выраженная в ангстремах, равна $\lambda_i \leq 12,400/V_i$, где V_i выражено в вольтах. Таким образом, фотоны с длиной волны 2000—3000 Å (ультрафиолет) ионизируют щелочные металлы, а с длиной волны 500 Å — инертные и молекулярные

газы. Вероятность ионизации фотонами атома или молекулы становится максимальной, когда $(h\nu - eV_i)$ — малая величина (около 0,1—1 эв), и уменьшается с уменьшением длины волны; сечение или коэффициент поглощения¹ (при $p = 1$ мм рт. ст.) равен

$$\mu = Q = C \frac{\lambda^4}{\lambda_i - \lambda}. \quad (2.28)$$

Обратным процессом является рекомбинация с излучением, и уравнение (2.28) соответствует сечению рекомбинации, пропорциональному $1/(eV)^2$, где eV — энергия электрона. Этот закон справедлив в диапазоне длин волн в несколько сот ангстрем.

Фотоионизация может происходить ступенчато, хотя вероятность этого процесса мала; она играет важную роль лишь при большой плотности фотонов. Фотоны очень большой энергии ($\lambda \approx 1 \text{ \AA}$, $\epsilon \approx 10^4$ эв), т. е. рентгеновские лучи, вырывают электроны с внутренних оболочек атомов. Такие электроны часто имеют большую энергию и создают намного большую ионизацию, чем первичные фотоны. На границе полосы поглощения рентгеновских лучей имеет место прерывистое изменение величины μ . Максимальное сечение фотоионизации приблизительно в 100 или 1000 раз меньше максимального значения сечения ионизации электронным или ионным (рис. 2.8).

Прилипание электронов

Электроны, сталкиваясь с некоторыми определенными атомами или молекулами, могут быть захвачены ими, образуя тяжелые отрицательные ионы, которые легко образуют атомарный кислород и водород, молекулярный кислород, галоиды и большие органические молекулы. Азот и инертные газы их не образуют. Электрон, захваченный молекулой, связан с ней энергией ϵ_a (электронное сродство), при этом освобождается энергия в виде $h\nu = \epsilon_a + eV$, где eV — кинетическая энергия электрона. Энергия ϵ_a меняется у атомов галоидов от 3 до 4 эв, а у лития она составляет 0,5 эв. Вероятность прилипания является наибольшей для электронов с малой энергией (~ 1 эв), которые находятся достаточно долго под действием поля атома. Сечения прилипания малы

$$(Q_{\text{прилип}} \approx 0,4 \text{ для } I_2, 10^{-5} \text{ см}^2/\text{см}^3 \text{ для атомов H}).$$

¹ Измеренный коэффициент поглощения следует исправить для того, чтобы разделить действительное поглощение от рассеяния. В литературе μ наиболее часто приводят для атмосферного давления, и необходимо быть осторожным при определении сечения фотоионизации для сравнения ее с другими процессами, сечение которых обычно приводится к $p = 1$ мм рт. ст.

Процессы на поверхностях

Термоэлектронная эмиссия

В металле существует распределение электронов по энергиям согласно закону Ферми—Дирака с максимальным уровнем энергии μ (~ 10 эв) при нулевой температуре. Когда температура увеличивается, некоторое количество электронов приобретает большую энергию, достаточную, чтобы преодолеть потенциальный барьер (работа выхода $e\varphi$) на поверхности металла, когда они покидают твердое тело. Плотность тока j электронов, эмитируемых при абсолютной температуре T , равна

$$j = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{11600}{T}\varphi}, \quad (2.29)$$

где φ выражено в вольтах, T — в градусах Кельвина.

Аналогичное уравнение описывает эмиссию положительных ионов из нагретых металлов; обычно ионные токи намного меньше электронных, за исключением случая, когда они эмитируются из специально составленного вещества (например, источником Кунсмана) или при более высоких температурах (очень близких к точке плавления этих металлов), когда ионы эмитируются вместе с большим количеством испаряющихся нейтральных атомов.

Автоэлектронная эмиссия

Приложенное внешнее электрическое поле изменяет форму потенциального барьера, превращая его из прямоугольного в треугольный. Рост поля приводит к увеличению наклона и понижению потенциального барьера. Вычисления с помощью квантовой механики показывают, что электрон в потенциальной яме, т. е. в металле, имеет конечную вероятность пройти через этот барьер и перейти в свободное состояние с некоторой потенциальной энергией: вероятность выхода возрастает с уменьшением ширины барьера, т. е. с увеличением приложенного поля. Плотность тока равна ($a/\text{см}^2$)

$$j = 6 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\sqrt{\mu/\varphi}}{\mu + \varphi} X^2 e^{-\frac{2,1 \cdot 10^8 \cdot \varphi^{3/2}}{X}}, \quad (2.30)$$

где X — напряженность электрического поля, $\text{в}/\text{см}$, μ — граница распределения электронов по энергии Ферми и φ — работа выхода, в . Плотность тока в несколько ампер на квадратный сантиметр можно получить при напряжении поля 10^7 — 10^8 $\text{в}/\text{см}$; создавать такие поля в большой области чрезвычайно трудно, и практически плотность тока такой величины эмитируется из тонкой проволоки или небольшой точки поверхности, а общий ток при этом составляет несколько микроампер. Большое значение имеет

состояние поверхности, и результаты, приведенные выше, относятся лишь к совершенно чистым поверхностям.

Когда поверхность покрыта окислами или пленками адсорбированного газа, то эмиссия, зависящая от напряженности приложенного электрического поля, обнаруживается уже при полях 10^5 — 10^6 в/см. Имеются также основания полагать, что заряды (электроны), находящиеся на изоляторах или металлических поверхностях, покрытых газовыми пленками, можно удалить полем даже 10^3 в/см. Возникающие при этом токи не имеют никакого отношения к механизму автоэлектронной эмиссии (см. гл. 4).

Приложенное сильное электрическое поле может также способствовать возникновению термоэлектронной эмиссии; работа выхода уменьшается под действием электрического поля, которое помогает преодолеть силу изображения в момент, когда электрон покидает поверхность. Значение ϕ уменьшается до ϕ' , где

$$\phi' = \phi - \sqrt{eX}. \quad (2.31)$$

Нормальная термоэлектронная эмиссия (без внешнего поля) увеличивается на множитель $e^e \sqrt{eX}/kT$. Такое увеличение эмиссии было экспериментально подтверждено для напряженностей электрических полей до 10^6 в/см.

Термоэлектронная и автоэлектронная эмиссии отличаются двумя характерными свойствами: источником энергии, т. е. термоэлектроны получают энергию от приложенного электрического поля, и распределением по энергиям, т. е. термоэлектроны обладают максвелловским распределением, в то время как при автоэлектронной эмиссии электроны выходят почти с нулевой энергией. Оба вида эмиссии не зависят от процессов, происходящих в газах, если интенсивные пространственные заряды не создают соответствующих полей или отсутствует бомбардировка тяжелыми частицами большой энергии (например, ионами или возбужденными атомами) твердого тела.

Вторичная электронная эмиссия

Когда электроны ударяются о поверхность твердого тела, то некоторая часть их отражается без потери энергии, но большинство электронов проникает внутрь твердого тела (металла или изолятора), вызывая эмиссию вторичных электронов. Отношение эмитируемых электронов к числу бомбардирующих первичных электронов называют коэффициентом вторичной эмиссии, или δ -выходом. Электроны не эмитируются, если энергия бомбардирующих электронов не превышает $e\phi$, но, по-видимому, между δ и ϕ не существует простой связи.

Для вторичной эмиссии характерны следующие свойства:

а) δ растет с увеличением энергии первичных электронов и достигает максимума $\delta_{\text{макс}}$ при нескольких сот электронвольт для большинства веществ, а затем медленно падает. Для большин-

ства используемых металлов $\delta_{\text{макс}} = 1 \div 2$ для стекла и еще больше (около 10) для окислов щелочных металлов (BaO , SrO). Величина $\delta_{\text{макс}}$ меньше единицы для шероховатых поверхностей, таких, как сажа (рис. 2. 9).

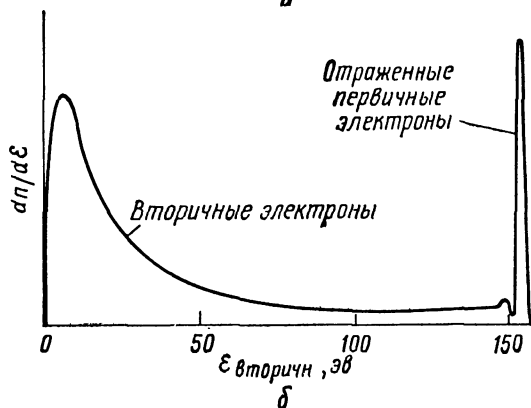
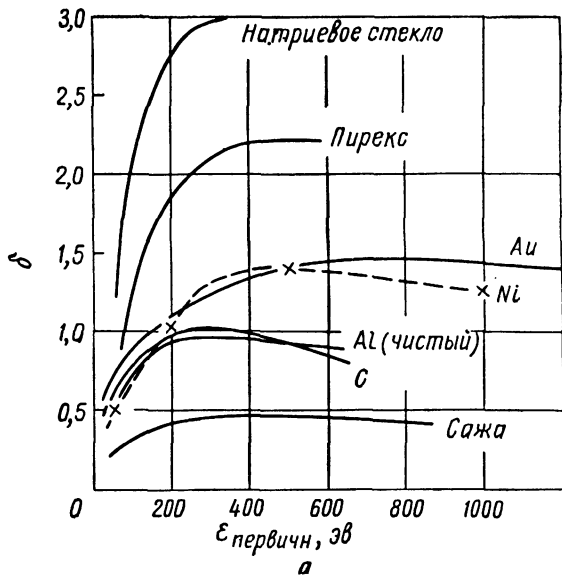


Рис. 2. 9. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии δ с мишени от энергии первичных электронов [12] (а); распределение по энергиям вторичных электронов, вылетающих с серебряной мишени при бомбардировке ее первичными электронами с энергией 160 эв [12] (б).

б) Значения δ приводятся для первичных электронов, падающих по нормали к поверхности; если они падают под углом, то проникают не так глубоко, и вторичные электроны имеют большую вероятность выйти с поверхности, следовательно, в этом случае δ увеличивается.

в) Распределение вторичных электронов по энергиям такое, что большая их часть имеет энергию несколько электронвольт, а средняя энергия не зависит от энергии бомбардирующих электронов.

г) Угловое распределение вторичных электронов приближенно подчиняется закону косинуса; большинство их эмитируется по нормали к поверхности и, таким образом,

$$dn_{\theta \rightarrow \theta + d\theta} \propto \cos \theta, \quad (2.32)$$

где dn — общее число эмитируемых электронов в угле от θ до $\theta + d\theta$, отсчитываемом от нормали. Эта пропорциональность справедлива для вторичных электронов (т. е. относительно медленных электронов $\varepsilon \leq \frac{1}{2} \varepsilon_{\text{первичн}}$) и не зависит от угла падения первичных электронов.

Для отраженных первичных электронов угловое распределение является другим, хотя угол отражения не равен углу падения.

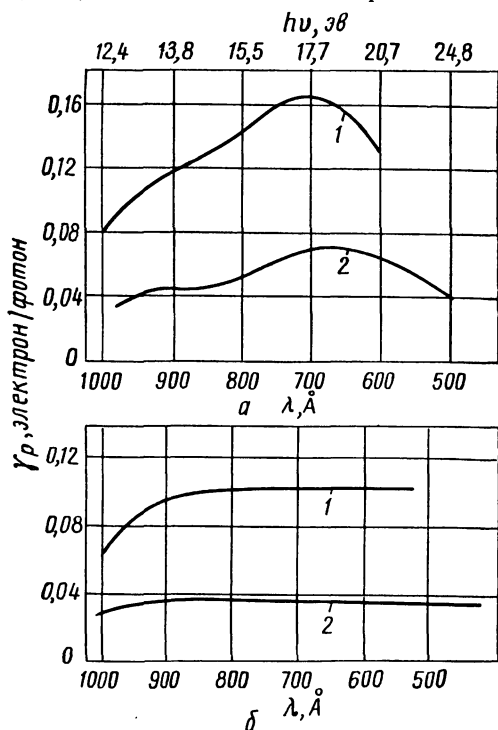


Рис. 2. 10. Выход фотоэлектронов γ_p в зависимости от длины волны падающего света для тантала (а) и платины (б) (измерения проводили с помощью вакуумного спектрометра [4]):

1 — непрогретая мишень; 2 — прогретая мишень.

каждым падающим фотоном, зависит от состояния и чистоты поверхности, от угла падения и поляризации света. Обычно γ_p в 2—10 раз больше на шероховатой поверхности, чем на ровной и увеличивается при наличии поверхностных пленок.

Фотоэлектронная эмиссия

Испускание электронов происходит, когда на поверхность падают фотоны достаточной энергии, причем их максимальная кинетическая энергия зависит от частоты ν падающего света согласно уравнению Эйнштейна:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m v_{\text{макс}}^2 &= h\nu - e\varphi = \\ &= h\nu - h\nu_0, \quad (2.33) \end{aligned}$$

где ν_0 — пороговая частота.

Выход γ_p , т. е. число электронов, испускаемых

При частотах, близких к пороговым ($h\nu \leq \sim 2h\nu_0$), γ_p увеличивается с увеличением энергии $h\nu$ приблизительно экспоненциально. В этой области электроны выходят с поверхностных слоев и γ_p увеличивается до значений порядка 10^{-4} — 10^{-3} . При более коротких длинах волн ($h\nu > 10 \text{ эВ}$, область далекого ультрафиолета) электроны выходят из глубоких слоев твердого тела и, обладая большими энергиями, производят вторичные электроны в поверхностных слоях. Полная электронная эмиссия, а следовательно, и γ_p достигают максимального значения, приблизительно в 100 раз большего (до значения 10^{-1} или даже немного больше на поверхностях, на которых имеются слои адсорбированного газа) при длинах волн около 5000 — 700 \AA ($h\nu \sim 20 \text{ эВ}$). При еще более коротких длинах волн электроны образуются в более глубоких слоях, выход их затрудняется и уменьшается значение γ_p (рис. 2. 10).

Электронная эмиссия при бомбардировке ионами, возбужденными и нейтральными атомами

Ионы. Медленный ион, достигающий поверхности твердого тела с тепловой скоростью, изменяет потенциальный барьер под действием своего электрического поля и позволяет электронам с верхних уровней Ферми пройти через потенциальный барьер. Следовательно, чтобы наблюдать электронную эмиссию, два электрона, должны покинуть металл, один должен нейтрализовать ион. Полная энергия, необходимая для того, чтобы выбить электрон, равна $2e\phi$, а потенциальная энергия иона равна eV_i . Таким образом, этот процесс протекает только тогда, когда

$$V_i > 2\phi. \quad (2. 34)$$

Если ионы быстрые, т. е. они обладают большой кинетической и потенциальной энергиями, то их эффективность в освобождении электрона лишь немного увеличивается на чистых поверхностях¹. Это указывает на то, что основной механизм заключен в изменении потенциального барьера поверхности. Дважды заряженные ионы выбивают большее количество электронов, тем самым подтверждая данное объяснение. Число вторичных электронов, возникающих на каждый бомбардирующий ион γ_i , зависит от массы, иона, материала и состояния поверхности; имеется большое количество измеренных значений γ_i в зависимости от этих факторов. Например, ионы He^{++} на чистой поверхности молибдена дают γ_i , равное 0,7, N^+ или N_2^+ на тантале, покрытом адсорбированным газом, $\gamma_i \approx 10^{-4}$ электронов на ион. Типичные значения $\gamma_i \approx f(E_i)$ приведены на рис. 2. 11, а большое количество данных приведено в работе Литтла [4].

¹ На поверхностях, покрытых газом, бомбардировка ионами может привести к удалению газовой пленки, изменив эффективное значение ϕ . Здесь наблюдается сочетание эффектов, которые трудно отделить один от другого.

Ионы, ударяющиеся о металлическую поверхность, могут также отражаться, теряя большую часть энергии. Коэффициент отражения ионов R растет с увеличением кинетической энергии ионов линейно для поверхностей, покрытых слоем атомов газа (рис. 2. 12).

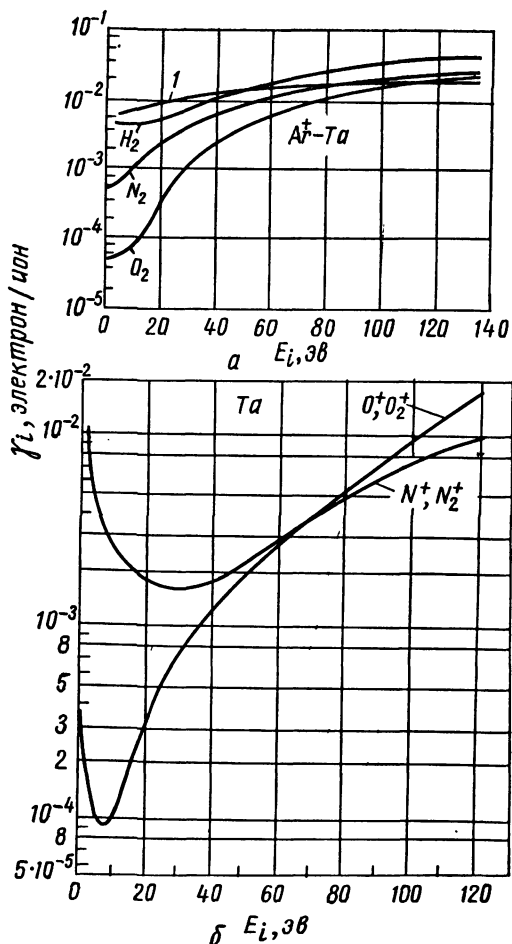


Рис. 2. 11. Коэффициент вторичной электронной эмиссии γ_i при бомбардировке ионами с энергией E_i поверхности тантала, покрытой слоем адсорбированного газа:

a — ионы A^+ , бомбардируют поверхность, покрытую слоем из H_2 , N_2 , O_2 (I — поверхность очищена от газовых пленок); b — смесь атомарных и молекулярных ионов, бомбардирующих поверхность мишени, покрытую газовой пленкой [4].

электрона из металла) — частный случай этого эффекта, когда V^* есть $V_{\text{метастаб}}$ или основное состояние.

Атомы. Эмиссия электронов при столкновении возбужденных атомов с поверхностью металла происходит при передаче потен-

Ион может отражаться в виде возбужденного атома, особенно, если свободный энергетический уровень в атомной структуре иона, находящейся вблизи поверхности металла, имеет энергию, равную потенциальной энергии одного из связанных электронов в металле. В этом случае возникает резонансный эффект и большая вероятность туннельного прохождения электрона сквозь поверхностный потенциальный барьер (рис. 2. 13). Если электрон находится на энергетическом уровне, который на ϕ' ниже барьера, а энергетический уровень иона имеет потенциал V^* , то, для того чтобы произошел этот эффект, необходимо выполнить условие

$$e\phi' = eV_i - eV^*. \quad (2. 35)$$

Отражение метастабильного или невозбужденного атома (т. е. без выбивания электрона из металла)

циальной энергии при условии, что $eV^* \geq e\phi$. В этом случае только один электрон выходит из металла. Метастабильные атомы особенно эффективны в большинстве явлений газового разряда вслед-

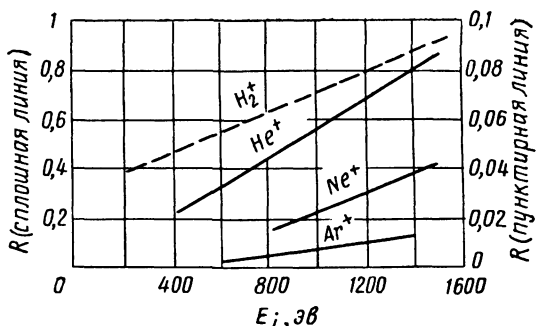


Рис. 2. 12. Зависимость коэффициента отражения ионов H_2^+ , He^+ , Ne^+ , Ar^+ , падающих перпендикулярно никелевой мишени, от энергии падающих ионов [4].

ствие их большого времени жизни. Выход вторичных электронов (γ_m — число испускаемых с поверхности электронов на каждый бомбардирующий метастабильный атом) может быть очень большим (~ 1), особенно когда $eV^* - e\phi$ большая величина (табл. 2. 2).

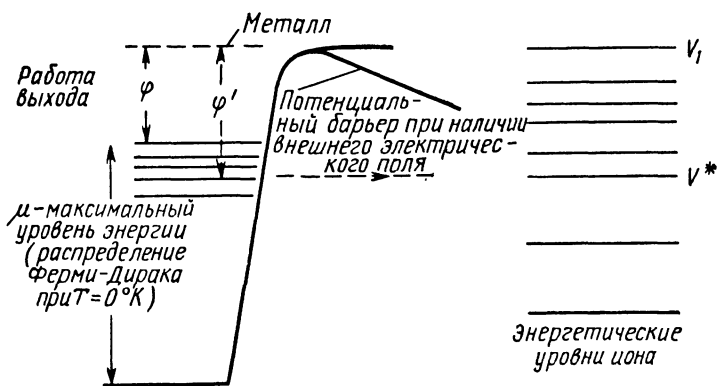


Рис. 2. 13. Диаграмма энергетического уровня положительного иона вблизи поверхности металла. Внешнее поле создается благодаря заряду иона.

Нейтральные атомы создают значительную электронную эмиссию, только когда они обладают большой кинетической энергией (~ 1000 эв); при малой энергии величина выхода вторичных электронов γ_n намного меньше, чем γ_i . Взаимодействие быстрых ионов и атомов с решеткой металла является важным процессом, который

Вторичная эмиссия под действием метастабильных атомов

Атом	Состояние	Поверхность	Покрывание мишени	γ_m
Hg	6^3P_0	W	Пленка Hg+O ₂	10 ⁻² обычное 1—10 ⁻⁵ максимальные значения
He	—	Mo, Ni, Mg	Чистая мишень	1
He	2^3S	Pt	Газовая пленка	0,24
He	2^1S	Pt	» »	0,40
Ne	—	Pt	» »	0,12

приводит не только к эмиссии электронов, но также и к распылению, т. е. выбрасыванию атомов материала электродов. Было сделано предположение, что происходит локальное нагревание при бомбардировке ионами и атомами твердого тела, приводящее к его испарению и термоэлектронной эмиссии (теория Капицы), но против такого объяснения имеется ряд возражений. В настоящее время нет еще достаточно хорошего объяснения явлениям, происходящим на поверхностях.

II. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

В предыдущих разделах рассматривалось взаимодействие между атомами и отдельными частицами определенной энергии. В разрядах эти явления обычно не имеют такого непосредственного значения, потому что электроны, ионы и атомы имеют широкий энергетический спектр, и различные процессы образования и потери частиц определяют их концентрации. Ионы разряда (за исключением случая, когда они находятся в сильных электрических полях) из-за своей большой массы и, следовательно, быстрой потери энергии при упругих столкновениях имеют ту же среднюю энергию, что и молекулы газа: и те и другие обладают максвелловским распределением по скоростям. Наиболее важным статистическим фактором является энергетическое распределение электронов; их средняя энергия значительно больше энергии молекул газа и существенно изменяется в различных газах в зависимости от приложенного электрического поля.

Распределение электронов по энергиям

Вычисление распределения электронов по энергиям представляет довольно сложную задачу, которая решается с помощью уравнения Больцмана [5] (см. приложение 5).

Обычно требуется определить скорость, с которой происходит увеличение количества электронов в данном интервале энергии за счет медленных электронов, ускоряемых электрическим полем

на длине свободного пробега, и более быстрых электронов, теряющих энергию при упругих и неупругих столкновениях, а также уменьшение количества электронов в этом интервале вследствие столкновений.

При равновесии, когда приобретенная энергия и ее потеря равны, устанавливается стационарное распределение по энергиям, которое формально можно записать в виде

$$\frac{dn}{n} = f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2.36)$$

где dn/n — часть электронов, обладающих энергией в пределах от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$.

Интересны два особых случая: первый — распределение по энергиям, возникающее, когда потери энергии происходят только за счет упругих столкновений, при длине свободного пробега электронов λ_e , не зависящей от энергии. Этот случай дает распределение Дривестейна:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{n} &= C\sqrt{\bar{\varepsilon}} e^{-0,55(\varepsilon/\bar{\varepsilon})^2} d\varepsilon = \\ &= 1,04 \sqrt{\frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon}} e^{-0,55(\varepsilon/\bar{\varepsilon})^2} d\left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}}\right), \end{aligned} \quad (2.37)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия, а C — постоянная, получающаяся при интегрировании по всем энергиям от 0 до ∞ , приравнявая интеграл к единице.

Второй случай — максвелловское распределение, которое учитывает только столкновения между электронами, а именно их взаимное отталкивание, приводящее к изменению их энергии

$$\frac{dn}{n} = C'\sqrt{\bar{\varepsilon}} e^{-\varepsilon/\bar{\varepsilon}} d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon}} e^{-\varepsilon/\bar{\varepsilon}} d\left(\frac{\varepsilon}{\bar{\varepsilon}}\right). \quad (2.38)$$

Это распределение строго применимо только к току большой плотности, хотя различные, достаточно близкие приближения к нему были найдены и для малых токов.

Для максвелловского распределения электронная температура T_e определяется выражением

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} kT_e = \frac{1}{2} m\bar{v}_r^2, \quad (2.39)$$

где k — постоянная Больцмана, а v_r — хаотическая скорость. Соотношение между электронвольтом и градусом Кельвина является следующим:

$$1 \text{ эв (средняя энергия)} = 7,733^\circ \text{ К}. \quad (2.40)$$

Термин «электронная температура» часто используется для описания средней энергии других энергетических распределений.

При равной средней энергии максвелловское распределение содержит значительно больше быстрых электронов, чем распределение Дрюйвестейна. Следует отметить, что явления переноса, а именно диффузия и дрейф электронов, зависят от их средней энергии, а ионизация и возбуждение — от числа электронов большой энергии на «хвосте» распределения.

Было найдено, что максвелловское распределение является хорошим приближением для распределения в молекулярных газах, потому что в таких газах уровни возбуждения (включая вибрационные уровни) широко разбросаны до потенциала ионизации. Следовательно, потери при неупругих столкновениях происходят при относительно низких энергиях. В инертных газах уровни возбуждения находятся намного ближе к потенциалу ионизации, и таким образом, при малых значениях X/p важны только потери, получающиеся при упругих столкновениях. Средняя энергия электронов намного выше, чем в молекулярных газах при том же значении X/p , и в этом случае приближенно применимо распределение Дрюйвестейна. Вследствие эффекта Таунсенда—Рамзауэра (λ_e — непостоянная, изменяется с энергией электрона) распределение еще больше обеднено электронами высокой энергии, чем это следовало из уравнения (2.37).

Процессы, приводящие к ионизации

Ионизация и возбуждение электронным ударом

Число пар ионов dn , образуемых облаком из n электронов, движущихся с хаотической скоростью и проходящих расстояние dx в направлении однородного электрического поля X . можно описать коэффициентом Таунсенда α , где

$$dn = n \alpha dx. \quad (2.41)$$

Если n_0 электронов пересекают плоскость $x = 0$ и благодаря размножению зарядов в газе n электронов пересекают плоскость $x = d$ то интегрирование уравнения (2.41) дает

$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{i}{i_0} \right) = e^{\alpha d}. \quad (2.42)$$

Если параллельные пластинки проходят через точки с координатами $x = 0$ и $x = d$, то i_0 — ток электронов, возникающий вследствие постоянной эмиссии n_0 электронов в 1 сек, а i — полный ток, проходящий между пластинками, когда приложено однородное электрическое поле X . Следует подчеркнуть, что данное уравнение является уравнением стационарного состояния и применяется только для малых токов, при которых пространственный заряд не искажает приложенного поля.

В экспериментах i_0 может быть, например, фотоэлектрическим током, испускаемым катодной пластинкой. Было найдено, что ток

i , проходящий между этими пластинками, изменяется с изменением расстояния в соответствии с уравнением (2. 42), и если на катоде отсутствуют вторичные эффекты, то можно определить α . Величина α зависит от энергии eXx , которую электрон приобретает на расстоянии x ; при этом предполагается, что все электроны, имеющие достаточно большие свободные пробеги ($eXx > eV_i$), ионизуют, а число ионизаций следует из формулы распределения свободных пробегов [уравнение (2. 6)].

Следовательно,

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-B/(X/p)} = f\left(\frac{X}{p}\right). \quad (2. 43)$$

Значения постоянных A , B и область, в которой применима данная формула, приведены в табл. 2. 3, а измеренные значения α/p показаны на рис. 2. 14.

Таблица 2.3

Постоянные A и B в уравнении (2. 43)

Газ	A , пар ионов/см·мм рт. ст.	B , в/см·мм рт. ст.	Область X/p , в/см·мм рт. ст.	V_i , в
H ₂	5	139	22—1000	15,4
N ₂	12	342	100—600	15,5
O ₂	—	—	—	12,2
CO ₂	20	466	500—1000	13,7
Воздух	15	365	100—800	—
H ₂ O	13	290	150—1000	12,6
HCl	25	380	200—1000	—
He	3	34(25)	20—150 (3—10)	24,5
Ne	4	100	100—400	21,5
Ar	14	180	100—600	15,7
Kr	17	240	100—1000	14
Xe	26	350	200—800	12,1
Hg	20	370	200—600	10,4

Если известны точные значения сечения ионизации атома, функция распределения по энергиям и скорость дрейфа, то можно вычислить α , так как число ионизирующих столкновений, производимых в 1 сек группой $nf(\epsilon) d\epsilon$ электронов в диапазоне энергии ϵ , $\epsilon + d\epsilon$, равно

$$nf(\epsilon) d\epsilon Q_i(\epsilon) v_r. \quad (2. 44)$$

Отсюда

$$\alpha dx = \int_{\epsilon_i}^{\infty} nf(\epsilon) d\epsilon Q_i(\epsilon) v_r \frac{dx}{v_{\text{дрейф}}}. \quad (2. 45)$$

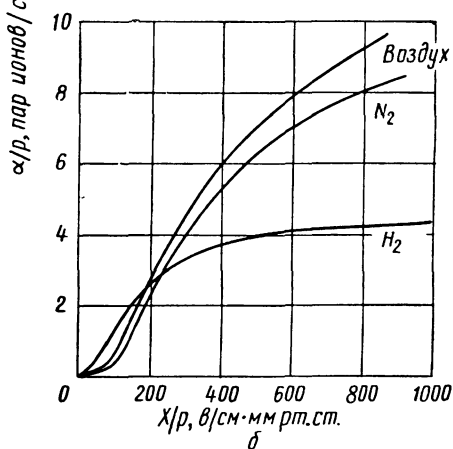
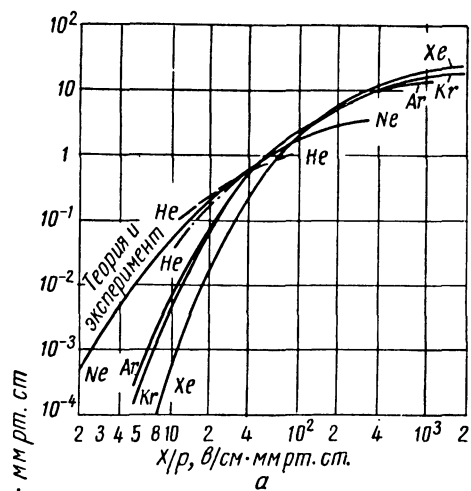


Рис. 2. 14. Коэффициент ионизации, α/p как функция X/p :

a — в инертных газах. На кривой для гелия; верхняя линия — экспериментальная, нижняя — теоретическая (в неоне теоретическая и экспериментальная кривые совпадают); *b* — в молекулярных газах [10].

Было сделано много приближенных вычислений подобного рода, однако точный результат зависит от выбора соответствующего распределения по энергиям электронов.

Иногда удобно описывать ионизацию в электрическом поле с помощью коэффициента η , т. е. числа пар ионов, создаваемых электроном, проходящим разность потенциалов 1 в .

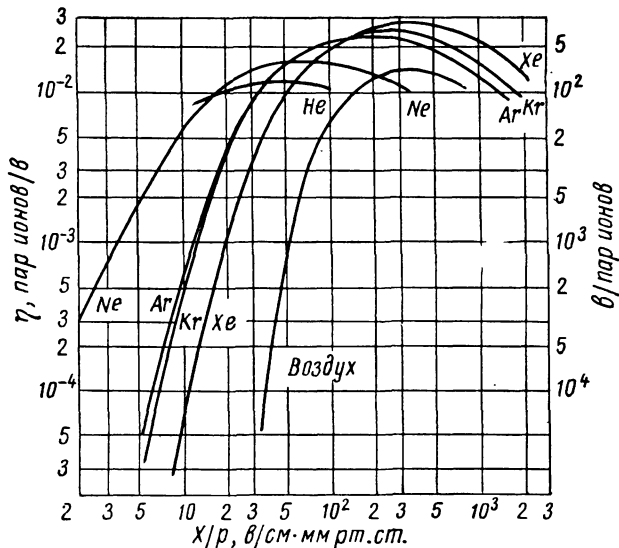


Рис. 2. 15. Коэффициент ионизации η ($= \alpha/X$) в различных газах [10].

Тогда

$$\eta = \frac{\alpha}{X} = \frac{\alpha d}{V}; \quad (2.46)$$

так что

$$\frac{n}{n_0} = e\eta V. \quad (2.47)$$

Таким образом, $1/\eta$ — средняя энергия (в вольтах), затрачиваемая электроном на образование одной пары ионов. Для быстрых электронов большинства газов эта величина составляет 30—40 в. Значения η приведены на рис. 2.15.

Аналогично можно определить и коэффициент возбуждения ϵ , а число возбужденных атомов dn^* (или определенного возбужденного состояния), создаваемых n электронами, на расстоянии dx в направлении электрического поля, равно

$$dn^* = \epsilon n dx = \epsilon n_0 e^{\alpha x} dx. \quad (2.48)$$

Значение ϵ было измерено в водороде и гелии (рис. 2.16).

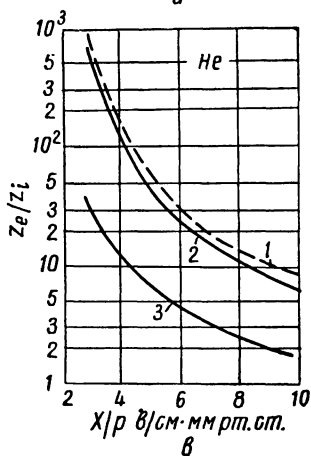
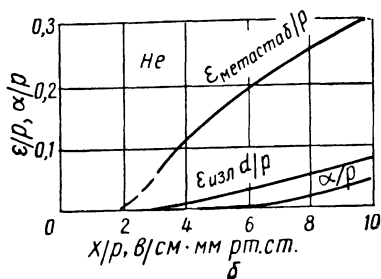
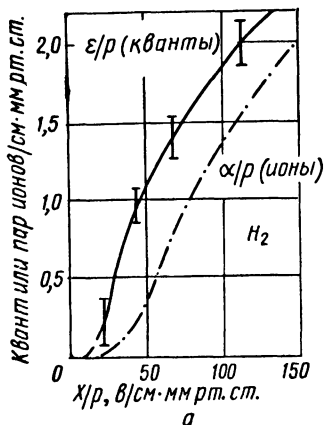


Рис. 2. 16. Коэффициент возбуждения ϵ/p (и коэффициент ионизации α/p для сравнения) в водороде (а); коэффициент возбуждения метастабильных уровней, $\epsilon_{\text{метастаб}}/p$ и уровней ультрафиолетового излучения, $\epsilon_{\text{изл}}/p$ в гелии по сравнению с коэффициентом ионизации α/p (б) и отношение числа возбуждений к числу ионизаций Z_e/Z_i в гелии в зависимости от X/p (в):

1—общее число возбуждений; 2—возбуждение до метастабильных и 3—излучающих уровней [13].

Прилипание ¹

В электроотрицательном газе может происходить прилипание электронов; электрон, проходящий расстояние 1 см в направлении электрического поля в результате ионизации производит α новых электронов, из которых a электронов прилипает к молекулам, образуя тяжелые отрицательные ионы, не участвующие в дальнейшей ионизации. Величина α уменьшается и становится равной $(\alpha - a)$. Число электронов n и ионов n^- , образуемых между $x = 0$ и d , можно определить из выражения

$$\frac{i}{i_0} = \frac{n + n^-}{n_0} = \frac{1}{\alpha - a} (\alpha e^{(\alpha - a)d} - a), \quad (2.49)$$

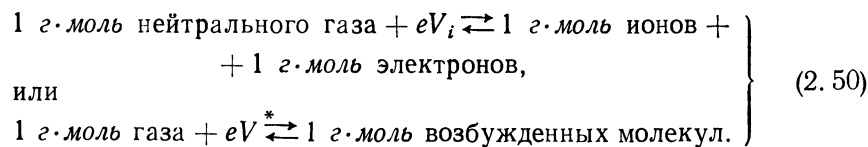
где a/p — функция X/p , большая величина при малых значениях X/p , при которых электроны имеют малую среднюю энергию, и малая величина при больших значениях X/p .

Эффект Пеннинга

Одним из примеров возбуждения является образование метастабильных атомов с большим временем жизни, метастабильные атомы могут производить ионизацию в газе, если в нем присутствуют соответствующие примеси. Как было показано, этот эффект эквивалентен увеличению α и не приводит к неустойчивости характеристик для вторичных процессов.

Термическая ионизация и возбуждение

При высоких температурах газа (несколько тысяч градусов) многие молекулы на «хвосте» максвелловского энергетического распределения оказываются достаточно быстрыми, чтобы возбудить и ионизировать другие молекулы газа. Число актов ионизации и возбуждений в 1 сек можно было бы вычислить из частоты столкновений, сечения для данного процесса и распределения по энергиям. Проще рассматривать такие процессы, как химические реакции, и вывести равновесную концентрацию.



Теперь если $p_{\text{газ, ион, электрон}} = kT \cdot n_{\text{газ, ион, электрон}}$ являются парциальным давлением этих компонентов, то применение закона дей-

¹ Это процесс перераспределения заряда; здесь он рассматривается для того, чтобы показать его влияние на увеличение тока.

ствующих масс и тепловой теоремы Нернста позволяет найти степень термической ионизации $\frac{n_e}{n_0} = x$,

$$\frac{x^2}{1-x^2} p = 2,4 \cdot 10^{-4} T^{5/2} e^{-eV_i/kT}, \quad (2.51)$$

где n_0 — концентрация первоначально присутствующих молекул газа, p — действительное давление газа в миллиметрах ртутного столба при температуре $^{\circ}\text{K}$.

Степень термического возбуждения равна

$$\frac{n^*}{n_0} = \frac{g^*}{g_0} e^{-eV^*/kT}, \quad (2.52)$$

где g^* , g_0 — статистические веса определенного возбужденного и основного состояний ($g = 2J + 1$). Следует отметить, что эти уравнения применимы лишь к равновесным состояниям.

Ионизация под действием ударной волны

В ударной трубке область газа, находящегося под высоким давлением, отделяется от области газа при низком давлении тонкой диафрагмой, прорвав которую сжатый газ попадает с большой скоростью в область разрежения. Полость, разделяющая области низкого и высокого давления (ударный фронт), продвигается со скоростью, превышающей скорость звука. Скорость распространения ударного фронта обычно определяется числом Маха, т. е. отношением его скорости к скорости звука в невозмущенном газе. Давление и плотность изменяются скачком на границе ударного фронта; зону газа, расположенную непосредственно за ударным фронтом, называют ударной волной, и она является областью высокой плотности газа, давления и температуры. Ближе к ударному фронту молекулы газа обладают большими направленными скоростями (при сильных ударных волнах эта скорость приблизительно равна хаотической тепловой скорости), но в самой ударной волне, на некотором расстоянии за фронтом, устанавливается тепловое равновесие при высокой температуре, например ударный фронт, движущийся в аргоне со скоростью 18 *мах*, создает равновесную температуру газа, равную 14 000° К (аргон первоначально имел комнатную температуру при $p = 10$ мм рт. ст.). В ударной волне также достигается высокая степень ионизации (в приведенном примере степень ионизации составляет около 25%, т. е. $n_e = \frac{1}{4} n_{\text{газ}}$), и газ сильно возбуждается, что следует из спектроскопических измерений, при которых вследствие рекомбинации ионов и электронов наблюдаются линии возбуждения и сплошного спектра.

Процесс ионизации еще недостаточно ясен, несмотря на тщательное его изучение в аргоне Петчеком и Бироном [6], а также

Кантаровичем с сотрудниками [7—9] (аргон был выбран как наиболее удобный для этих опытов одноатомный газ, в котором отсутствует диссоциация).

Первоначальная ионизация возникает в области за ударным фронтом и составляет примерно 0,1 ионизации, соответствующей равновесному состоянию. Дальнейшее увеличение ионизации, как предполагается, происходит следующим образом: электроны малых энергий, возникающие в процессе первоначальной ионизации, сталкиваются упруго с атомами горячего газа и, получив достаточную энергию, возбуждают и ионизуют атомы.

Рост ионизации и испускание света хорошо согласуются со скоростями, вычисленными для данного процесса, однако первоначальная ионизация, под действием которой создаются электроны, до сих пор не может быть удовлетворительно объяснена. Столкновения между нейтральными атомами в таких условиях приводят к ионизации, но, по-видимому, создают недостаточно быструю скорость первоначального образования электронов. При высоком давлении газа свечение наблюдается сначала ближе к стенкам, и, возможно, процессы на стенках ответственны за большую начальную степень ионизации. Ясно, что необходимо дальнейшее изучение этой проблемы.

Вторичные эффекты

Вторичный эффект может возникнуть, если ионизация, создаваемая электронами в области x , $x + dx$, в свою очередь создает какой-то агент, который еще больше увеличивает ионизацию вблизи катода. Эта вторичная ионизация затем увеличивается по мере того, как электроны движутся к направлению x , так что полный ток растет в зависимости от расстояния быстрее, чем по экспоненциальному закону. Примерами вторичных процессов являются:

а) Ионизация молекул газа положительными ионами; предполагают, что каждый ион, проходящий расстояние dx в направлении электрического поля, создает βdx пар ионов. Этот процесс играет важную роль лишь при очень низком давлении (при больших свободных пробегах) и больших значениях электрических полей, например в разряде, вызываемом каналowymi лучами.

б) Эмиссия электронов из катода под действием бомбардировки ионами (γ_i), фотонами (γ_p) или быстрыми нейтральными атомами, образующимися при перезарядке γ_n . При малых значениях X/p и при малых средних энергиях электронов преобладает фотоэлектрический эффект, так как происходит больше актов возбуждения, чем ионизирующих столкновений; при больших значениях X/p и более высоких средних энергиях электронов преобладают столкновения, приводящие к ионизации и, следовательно, к росту γ_i (рис. 2. 17).

Если γ — число вторичных электронов, выходящих из катода в результате действия одного из этих процессов, то можно легко показать, что для каждой пары ионов, образующейся в газе,

$$\frac{i}{i_0} = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (2.53)$$

Если действуют несколько катодных механизмов, то

$$\gamma = \gamma_i + \gamma_n + \overline{\gamma_p} + \dots \quad (2.54)$$

($\overline{\gamma_p}$ — эффективное значение, равное $fz\gamma_p$, где z — отношение числа фотонов к числу ионов, образующихся в газе; f — часть фотонов, попадающих на катод, и γ_p — действительный фотоэлектрический выход). Учет коэффициента β приводит к уравнению совершенно аналогичного вида.

Если значения электрического поля, расстояние между электродами и γ таковы, что знаменатель уравнения (2.53) становится равным нулю, то i — будет величиной конечной, когда i_0 равно нулю, т. е. когда исчезает внешний ток. Тогда получим ток самостоятельного разряда, т. е. условие «пробоя». Уравнение (2.53) не описывает процессов, происходящих при увеличении тока до больших значений и появлении пространственных зарядов, однако было найдено, что оно точно определяет начало пробоя в газах в одно-

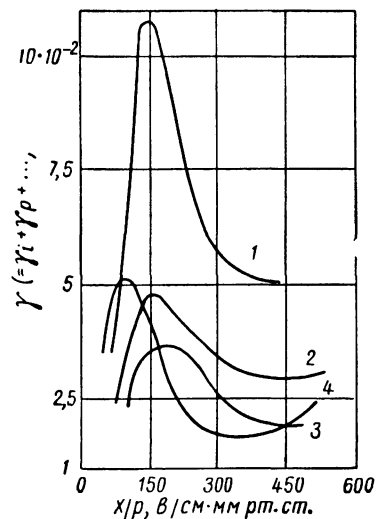


Рис. 2.17. Зависимость суммарного коэффициента вторичной эмиссии γ от X/p для различных катодов в чистом водороде:

1 — алюминиевый; 2 — никелевый; 3 — алюминиевый, покрытый тонким слоем никеля; 4 — алюминиевый, покрытый толстым слоем никеля [14].

родных электрических полях в большом диапазоне значений X/p (порядка $1000 \text{ в/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$).

Эффект Пеннинга в данном случае является вторичным процессом, который не описывается уравнением (2.53) и, следовательно, не может вызвать пробой. Фотоионизация может привести или не привести к пробую; если фотоны сильно поглощаются в газе, то они создают такое количество пар ионов, которое очень близко к первоначальной ионизации, и действие эффекта проявляется лишь в увеличении коэффициента α , но если поглощение слишком мало, то фотоны уйдут из этого пространства или попадут на катод. Таким образом, фотоионизация является важным вторичным процессом только в некоторых определенных газах или смесях при

определенных значениях электрического поля и давления (особенно при большом давлении). Различные вторичные процессы можно обнаружить, измеряя скорости нарастания тока во времени [12, 13].

Процесс деионизации

Рекомбинация

Рассмотрим область, в которой имеется n^+ положительных и n^- отрицательных частиц в 1 см^3 . Скорость рекомбинации этих частиц в единице объема определяется уравнением

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -Rn^+n^-, \quad (2.55)$$

где R — коэффициент рекомбинации. Если $n^+ = n^-$, то уравнение принимает следующий вид: $dn/dt = -Rn^2$.

Существует много различных видов рекомбинации, которые необходимо детально рассмотреть. Коэффициент рекомбинации зависит от типа частиц, участвующих в процессе рекомбинации, времени жизни и размеров ионов (когда они собирают группу молекул газа вокруг себя) и от наличия близко расположенных тел (нейтральных атомов или стенок). Различие между рекомбинацией ион—ион (коэффициент R_i , оба типа частиц имеют размер и массу молекулы) и рекомбинацией электрон—ион (коэффициент R_e) состоит в том, что относительная скорость ионов при низком давлении является слишком большой для возникновения процесса рекомбинации, если при столкновении с третьим телом один из этих ионов достаточно не уменьшает свою скорость. Коэффициент рекомбинации увеличивается с ростом плотности молекул. С другой стороны, при большом давлении ($p > 1 \text{ атм}$) ионы разного знака взаимно притягиваются благодаря электростатическому полю и сталкиваются со скоростью дрейфа, которая обратно пропорциональна давлению.

Таким образом R_i имеет максимум. Для большинства газов он соответствует атмосферному давлению. Величина R_i в максимуме $\sim 10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$.

Коэффициенты рекомбинации электрон—ион в большинстве случаев на несколько порядков меньше, чем коэффициенты рекомбинации ион—ион, так как электроны даже при очень низкой энергии имеют намного большую скорость, чем ионы. Свободные электроны могут попасть на один из энергетических уровней атома с выходом излучения (рекомбинация с излучением); расчетная величина R_e для данного процесса равна $10^{-13} \text{ см}^3/\text{сек}$. Электроны, участвующие в процессе рекомбинации с молекулярными ионами (даже с ионами инертных газов, таких, как He_2^+), могут привести к диссоциации молекулярного иона (рекомбинация с диссоциацией); этот процесс обладает более высоким коэффициентом.

Измеренные значения общего коэффициента, включающие все процессы рекомбинации, находятся в диапазоне от 10^{-8} до 10^{-10} см³/сек [проведенные недавно микроволновые измерения, из которых были получены значительно бóльшие значения коэффициента рекомбинации в Н₂, оказались неверными (см. гл. 4)].

Дрейф, проводимость

Электронное облако с широким спектром по скоростям, движущееся под действием электрического поля X через газ в каком-то направлении, обладает, помимо своего хаотического движения, медленным дрейфом центра облака в направлении поля. В первом приближении среднюю скорость дрейфа можно определить, вычисляя импульс в направлении поля, полученный на длине свободного пробега электроном, и принимая, что импульс исчезает при столкновении.

Усредняя по всем длинам и направлениям свободного пробега, получаем уравнение

$$v_{\text{дрейф}} = C \frac{e\lambda_e X}{mv_r} \propto \frac{X}{p} \quad (2.56)$$

или

$$b_e = C \frac{e\lambda_e}{mv_r}, \quad (2.57)$$

где C — постоянная, значение которой равно $2/3-1$ в зависимости от метода усреднения и от того, учитывается ли движение молекул газа, а b_e — подвижность электронов, приведенная для давления газа 1 мм рт. ст. Это уравнение пригодно только для средних значений X/p ; при больших значениях этой величины $v_{\text{дрейф}} \propto \sqrt{X/p}$ лучше согласуется с экспериментальными данными. Характерные значения скорости дрейфа около 10^7 см/сек в О₂, Н₂, N₂ при $X/p \sim 25,4$ в/см·мм рт. ст., $\sim 10^6$ см/сек в He, Ne при $X/p \sim 4$ в/см·мм рт. ст. (рис. 2.18).

Для вывода точного уравнения скорости дрейфа необходимо получить точные сведения относительно распределения электронов по энергиям и изменение λ_e с энергией.

Попытки вывести простое выражение для подвижности ионов тем же методом дали результаты, существенно отличающиеся от экспериментальных данных; причиной различия является то, что ион, будучи относительно медленным, достаточно долго находится в непосредственной близости от молекул газа и поэтому возможна поляризация. Результирующая сила притяжения не только уменьшает свободный пробег ионов, но и приводит к непрерывному обмену импульсов, что значительно снижает скорость дрейфа. Размеры ионов и перезарядка играют важную роль, когда ионы движутся в собственном газе. Здесь понятие о подвижности ионов, т. е. $v_{\text{дрейф}} = b^+ X \propto X/p$, пригодно лишь для малых величин X/p ;

при больших значениях X/ρ в молекулярных газах $v_{\text{дрейф}}^+ \propto \sqrt{X/\rho}$, однако общего правила нет. Температура газа также влияет на b^+ ; данные о скорости дрейфа ионов в их собственных газах приведены в таблицах Энгеля [10].

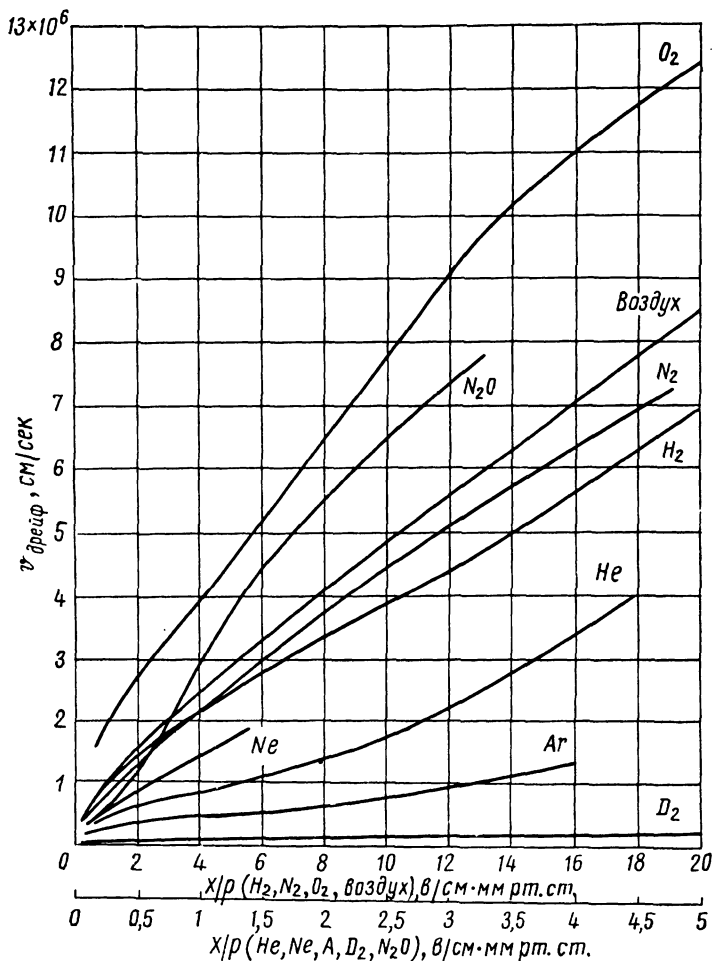


Рис. 2. 18. Скорость дрейфа электронов в газах при различных значениях электрического поля (кривые для H_2 и D_2 относятся к различным областям X/ρ).

Дрейф электронов в электрическом поле создает электрическую проводимость (σ) газа, так как электроны переносят заряд. Частью тока, переносимого положительными ионами, практически можно пренебречь из-за их малой скорости дрейфа. Плотность тока j дается уравнением

$$j = \sigma X, \quad (2.58)$$

а также

$$j = nev_{\text{дрейф}} = C \frac{ne^2 \lambda_e}{mv_r} X. \quad (2.59)$$

Отсюда

$$\sigma = C \frac{ne^2 \lambda_e}{mv_r} = C \frac{ne^2}{mv}, \quad (2.60)$$

где ν — частота соударений электронов с молекулами газа.

Как и следовало ожидать, проводимость увеличивается с ростом концентрации электронов и уменьшается с увеличением давления газа, т. е. с увеличением числа столкновений (так как $\lambda_e = 1/\sigma n_{\text{газа}}$, где σ — газокинетическое сечение молекулы газа).

Это справедливо лишь при условии, что изменения n происходят при постоянной плотности газа, т. е. при условии, что степень ионизации мала. Для полностью ионизованного газа (отсутствие нейтрального газа) число электронов всегда равно числу столкновений (ионов), и проводимость, следовательно, не зависит от n . Далее столкновения между ионами и электронами определяются только дальнедействующими электростатическими силами и подчиняются формуле рассеяния Резерфорда, т. е. поперечное сечение $\sigma_{\text{ион}} \propto 1/v_r^4$, следовательно, $\lambda_e \propto v_r^4/n$. Поэтому

$$\sigma_{\text{полн. ионизов. газа}} \propto v_r^3, \text{ т. е. } \propto T_e^{3/2} \text{ (не зависит от } n\text{)}. \quad (2.61)$$

Из этой простой теории нельзя получить постоянную пропорциональности, и требуются более строгие вычисления. Недавно была проведена экспериментальная проверка изменения величины проводимости с изменением степени ионизации [17].

Диффузия

Частицы газа, движущиеся хаотично, постоянно сталкиваются и обмениваются импульсами. Если плотность n (число частиц в единице объема) неоднородна, то частицы в областях с повышенной концентрацией перенесут больший импульс в область низкой концентрации, чем в противоположном направлении. На частицы действует результирующая сила, заставляющая их двигаться в области с низкой концентрацией, которая приводит к образованию потока j частиц в 1 сек на единицу площади

$$j = nv = -D \text{ grad } n, \quad (2.62)$$

где D — коэффициент диффузии. Частицы движутся, как если бы они имели направленную скорость v — скорость диффузии.

Из кинетической теории можно вывести, что для ионов, движущихся в собственном газе,

$$D^+ = \frac{1}{3} \lambda_i v_r^+ \quad (2.63)$$

и аналогично для электронов

$$D_e = \frac{1}{3} \lambda_e v_r. \quad (2.64)$$

Из-за малой массы и, следовательно, большой хаотической скорости коэффициент диффузии электронов на порядок больше, чем коэффициент диффузии ионов. Уравнения (2.63) и (2.64) являются лишь приближенными. Из них следует, что $D \propto \lambda$, а следовательно, $D\rho$ должно быть постоянным. Однако подобно выражениям для подвижности они являются чувствительными к распределению частиц по энергиям и к изменениям λ от v_r .

Следует отметить, что уравнение (2.62) применимо при условии, если градиент плотности является единственным фактором, приводящим к появлению потока частиц. Если, помимо этого, энергия частиц изменяется в пространстве, то поток $j = -\text{grad}(Dn)$, и уравнение (2.62) является частным примером.

Некоторые хорошо известные результаты теории диффузии:

а) Среднее квадратичное смещение \bar{x}^2 или \bar{r}^2 частицы от ее первоначального положения за t сек равно $2Dt$ см², если диффузия происходит только в одном направлении (продольном); $4Dt$ — если в двух направлениях (цилиндрическая), и $6Dt$ — если в трех направлениях (сферическая диффузия).

б) Если N частиц начинают движение при $t = 0$, плотность частиц (n в 1 см⁻³) на расстоянии r в момент времени t равна (для сферической диффузии)

$$n = \frac{N}{(4\pi Dt)^{3/2}} \cdot e^{-r^2/4Dt}. \quad (2.65)$$

в) Если же помимо наличия градиента концентрации на частицы действует электрическое поле, то дрейф и диффузию можно рассматривать независимо друг от друга при условии, что скорость дрейфа мала по сравнению с хаотической скоростью, т. е. если электрическое поле не слишком велико. Таким образом, распределение частиц в пространстве соответствует простой диффузии [уравнение (2.65)] с центром облака электронов,двигающегося со скоростью дрейфа.

г) Если диффузию потока заряженных частиц с плотностью n в 1 см³ сравнить с переносом частиц в электрическом поле, то можно показать, что

$$\frac{b}{D} = \frac{en}{p} = \frac{e}{kT}, \quad (2.66)$$

где p , T — давление и температура электронного или ионного газа ($p = nkT$, дин/см²). Если e дается в электростатических единицах, то подвижность b должна выражаться в сантиметрах в секунду в системе СГСЭ. Данная формула применима лишь в области, где $v_{\text{дрейф}}$ пропорциональна X , т. е. при постоянной подвиж-

ности, а так как в нее входит температура, то она пригодна только для максвелловского распределения, ее лучше применять для ионов, чем для электронов. Экспериментальные значения D обычно получают из уравнения (2. 66) и измеренных значений подвижности.

Амбиполярная диффузия

В смеси с приблизительно равной концентрацией электронов и ионов электроны быстро диффундируют, образуя положительный пространственный заряд. Возникающее электростатическое поле X_s замедляет движение электронов и ускоряет движение ионов, в результате чего и те и другие диффундируют с одинаковой скоростью, характеризуемой коэффициентом амбиполярной диффузии D_a . Поток (плотность тока) частиц обоого типа является также одинаковым

$$j = -D_a \frac{dn}{dx} = -D^+ \frac{dn}{dx} + v_{\text{дрейф}}^+ = -D_s \frac{dn}{dx} - (v^e)_{\text{дрейф}}. \quad (2. 67)$$

Отсюда

$$D_a = \frac{D^+ v_{\text{дрейф}}^e + D_e v_{\text{дрейф}}^+}{v_{\text{дрейф}}^e + v_{\text{дрейф}}^+}, \quad (2. 68)$$

$$D_a = \frac{D^+ b_e + D_e b^+}{b_e + b^+} \quad \text{для малых значений } X \quad (2. 69)$$

(постоянная подвижность),

$$D_a \approx \frac{kT_e}{e} b^+ \quad \text{при условии, если} \quad (2. 70)$$

$T_e \gg T_{\text{ион}}$ и $b_e \gg b^+$,

или

$$D_a \approx 2 \frac{kT}{e} b^+ = 2D^+, \quad \text{когда } T_e = T_{\text{ион}}. \quad (2. 71)$$

Эти формулы применимы при настолько большой концентрации, что в любой точке ($n^+ - n_e$) $\ll n^+$ или n_e . Незначительными движениями заряда может быть создано достаточно сильное электрическое поле, иначе говоря, дебаевская длина системы, т. е. расстояние, за пределами которого действие центрального заряда компенсируется окружающими зарядами противоположного знака, будет мала по сравнению с длиной ионизованной области. При малых плотностях заряда амбиполярная диффузия медленно переходит в диффузию свободных электронов в пределах нескольких порядков величины n_e .

Для амбиполярной диффузии нескольких типов частиц (например, положительных и отрицательных ионов и электронов, а также для ионов различной массы и зарядов) [16] могут быть выведены формулы, аналогичные уравнениям (2. 67)—(2. 71). О последних микроволновых измерениях D_a см. гл. 4.

При наличии зарядов одного знака возникает уходящий поток как от взаимного расталкивания, так и от диффузии [11].

Ионизация приводит к разделению зарядов, а не к созданию новых, электростатическое притяжение ограничивает степень возможного разделения. Большинство областей ионизованного газа электрически почти нейтральны, область, в которой $n^+ \approx n^- \gg |n^+ - n^-|$ называется плазмой независимо от того, присутствует в ней нейтральный газ или нет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Townsend J. S. Electricity in Gases. Oxford, Clarendon Press, 1915.
2. Ramsauer C. and Kollath R. Ann. Phys., **3**, 536 (1929) (and earlier papers); see also summary by Kollath R. Phys. Z., **31**, 985 (1930).
3. Мессис Г. и Бархон Е. Электронные и ионные столкновения. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
4. Lettle P. F. In: Handbuch der Physik, Vol. 21. Heidelberg, Springer, 1956.
5. Allis W. P. In: Handbuch der Physik, Vol. 21. Heidelberg, Springer, 1956.
6. Petschek H. and Byron S. Ann. Phys., **1**, 270 (1957).
7. Resler E., Lin S. C. and Kantrowitz A. R. J. Appl. Phys., **23**, 1390 (1952).
8. Petschek H., Rose P. H., Glick H., Kane A. and Kantrowitz A. R. Ibid., **26**, 83 (1955).
9. Lin S. C., Resler E. and Kantrowitz A. R. Ibid., **26**, 95 (1955).
10. Von Engel A. In: Handbuch der Physik, Vol. 21. Heidelberg, Springer, 1956.
11. Энгель А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
12. Брюнинг Г. Физика и применение вторичной электронной эмиссии. М., Изд-во «Сов. радио», 1958.
13. Corrigan S. J. B. and von Engel A. Proc. Roy. Soc., **A245**, 335 (1958); Proc. Phys. Soc. Lond., **72**, 786 (1958) (коэффициенты возбуждения).
14. Llewellyn J. F. and Davies D. E. Ibid., **B64**, 519 (1951).
15. Llewellyn J. F. Ionization and Breakdown in Gases. London, Methuen, 1957; see also Handbuch der Physik, Vol. **22**. Heidelberg, Springer, 1956.
16. Loeb L. B. Phys. Rev., **113**, 7 (1959).
17. Sakuntala M., von Engel A. and Fowler R. G. Ibid., **114** (1959).
18. Barnett C. F. and Stier P. M. Ibid., **109**, 385 (1958).
19. Oskam H. J. Thesis. Utrecht, 1957; Philips Res. Rep., **13**, 335, 401 (1958); see also Нойаух М. Rev. Gen. Elect., **60**, 270, 317 (1951); Allis W. P. and Rose D. J. Phys. Rev., **93**, 84 (1954) (общие объяснения).
20. Wilson C. T. R. Proc. Camb. Phil. Soc., **42**, 534 (1925).
21. Giovanelli R. G. Philos. Mag., **40**, 206 (1949).
22. Gibson A. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
23. Дрейсер Г. В. кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 1 — Физика горячей плазмы и термоядерные реакции. М., Атомиздат, 1959, стр. 170.
24. Harrison E. H. Philos. Mag., **3**, 1318 (1958).
25. Gibson A. Nature, Lond., **183**, 101 (1959) (убегающие ионы).
26. George K. A. Ibid., **182**, 745 (1958) (убегающие ионы).

Обзорные статьи и монографии

Handbuch der Physik. Vols 21 and 22. Heidelberg, Springer, 1956. См. ссылки [1, 3, 11, 12] в приложении 6.
 Thomson J. J. Conduction of Electricity through Gases, 2nd edn. London, Cambridge University Press, 1906.

- Thomson J. J. and Thomson G. P. Conduction of Electricity through Gases, 3rd edn. Vols I and II. London, Cambridge University Press, 1936.
- Laporte M. Les Phénomènes Élémentaires de la Décharge Electrique dans les Gaz. Paris, 1933.
- Энгель А., Штейнбек М. Физика и техника газового разряда. М. — Л., ОНТИ, т. I, 1935, т. II, 1936, стр. 2.
- Tynall A. M. Mobility of Positive Ions. London, Cambridge University Press, 1938.
- Либ Л. Элементарные процессы в электрических разрядах. М. — Л., Гостехиздат, 1950.
- Healey R. and Reed J. W. Behaviour of Slow Electrons in Gases. Sydney, Amalgamated Wireless, 1941.
- Cobine J. D. Gaseous Conductors. New York, McGraw-Hill, 1941.
- Townsend J. S. Electrons in Gases. London, Hutchinson, 1947.
- Courant R. and Friedrichs K. O. Supersonic Flow and Shock Waves. New York, Interscience, 1948.
- Мотт Н., Мессси Г. Теория атомных столкновений. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
- Massey H. S. W. Negative Ions. London, Cambridge University Press, 1950.
- Мик Дж. и Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
- Loeb L. B. Basic Processes of Gaseous Electronics. California, The University Press, 1955.
- Field F. H. and Franklin J. L. Electron Impact Phenomena and the Properties of Gaseous Ions. New York, Academic Press, 1957.
- Delcroix J. L. Théorie des Gaz Ionisés. Paris, Dunod, 1959.
- Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. I. М., Гостехтеориздат, 1952.
-

ГЛАВА 3

ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ

Назначение соотношений подобия

Любой выбранный параметр разряда, например потенциал V , зависит от других параметров: тока, давления газа, размера сосуда и электродов. Такая зависимость часто является сложной, и ее не всегда можно выразить аналитически, иногда только в виде теоретических или экспериментальных кривых, связывающих различные параметры. Для описания всевозможных состояний разряда каждой комбинации величин j , p и т. д. потребовалось бы бесконечное множество таких кривых, однако можно найти некоторое упрощение, сгруппировав все эти параметры. Например, между плоскими параллельными электродами начальный потенциал зажигания V_s зависит от расстояния d и от давления p . Экспериментально найдено, что потенциал V_s не меняется, если произведение pd — величина постоянная (за исключением области самых высоких давлений), т. е. $V_s = f(pd)$. Произведение pd является одной из найденных комбинаций, полностью описывающей поведение газа при электрическом пробое. Любая конкретная зависимость $V_s = f(pd)$ относится только к одной комбинации газа и материала электродов. Важность такой группировки впервые была высказана де ля Рю и Мюллером [1], а позднее Пашеном [2], Таунсендом [3] и другими, которые отметили, что произведение $X\lambda$ выражает величину энергии, полученную электроном на длине свободного пробега λ , а pd пропорционально числу молекул заданного объема между двумя электродами. Если $X\lambda$ (или X/p) и pd поддерживать постоянными, то фиксируется размножение электронов в зазоре. Эти и другие группы параметров можно получить из более общих соображений, частично следуя объяснениям Холма [4], Энгеля и Штейнбека [5], а также Делленбаха [6].

Эти соображения вытекают из наблюдения за тем, как изменяются различные параметры в двух разрядах, в которых отношение линейных размеров равно постоянной величине a . Одним очевидным результатом является то, что можно вывести ряд законов пересчета, помогающих предсказать поведение системы, которая слишком мала или велика для экспериментального изучения, если

известны свойства удобной и геометрически подобной системы. Такие сведения необходимы при конструировании, например, крупных термоядерных установок на основании изучения тороидальных разрядов. Большое физическое значение имеет тот факт что различные атомные и статистические процессы ведут себя по-разному, в частности те процессы, которые зависят от параметра X/r , сохраняют подобие во всем, что касается подобных разрядов, в то время как другие процессы нарушают его. Таким образом, изучая свойства геометрически подобных разрядов, часто можно сделать вывод относительно того, какие элементарные процессы происходят в разряде.

Вывод соотношений

Общие соотношения

Определим два разряда, идентичных только по одному или двум выбранным свойствам и различных по другим, а также получим группу неизменяющихся параметров, которые можно использовать для описания идентичных свойств в подобных разрядах.

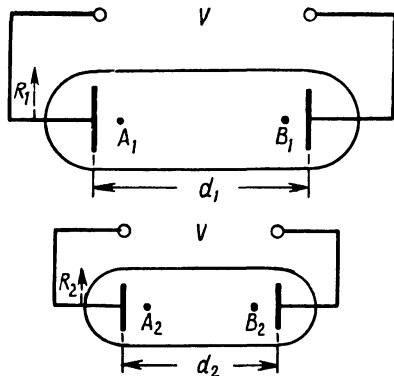


Рис. 3. 1. Подобные разряды.

Рассмотрим два разряда в одном и том же газе и с электродами из одного материала, в которых все соответствующие линейные величины различаются на множитель a (рис. 3. 1). В эти величины входят размеры трубки и электродов, а также свойства газа, например средний свободный пробег (но не среднее расстояние между молекулами). Предположим, что температура газа одинакова в обоих разрядах и что соответствующие точки (например, $A_1, A_2; B_1, B_2$) имеют одинаковую разность потенциалов между ними; разность потенциалов между электродами равна V . Такие разряды называют подобными¹. В этом случае выполняются следующие соотношения для соответствующих точек в двух разрядах:

для линейных размеров сосуда и электродов

$$\left. \begin{aligned} d_1 &= ad_2; \\ r_1 &= ar_2; \\ R_1 &= aR_2, \end{aligned} \right\} \quad (3. 1)$$

где r — некоторое расстояние, измеренное по радиусу;

¹ Иногда предполагают, что токи тоже будут одинаковыми в соответствующих точках в обоих разрядах (это дополнительное предположение будет обсуждаться в дальнейшем). Поэтому объяснение, приводимое здесь, несколько отличается от обычного. Изменение температуры рассматривается на стр. 79.

для элементов площадью

$$dA_1 = a^2 dA_2; \quad (3.1a)$$

для средних длин свободных пробегов электронов, ионов или молекул в газе

$$\lambda_1 = a\lambda_2. \quad (3.2)$$

Следовательно, плотность газа (число молекул в 1 см³)

$$n_1 = \frac{n_2}{a}. \quad (3.3)$$

Так как, согласно определению, температура одинакова в обоих разрядах, то давление p пропорционально n и, следовательно, для давления

$$p_1 = \frac{p_2}{a} \quad (3.4)$$

потенциал

$$V_1 = V_2 \text{ (по определению);} \quad (3.5)$$

электрическое поле

$$X_x = -\frac{\partial V}{\partial x}.$$

Отсюда

$$X_1 = \frac{X_2}{a}. \quad (3.6)$$

Плотности поверхностного σ и объемного $\rho_{\text{объемн}}$ зарядов можно получить из уравнений

$$\left. \begin{aligned} X_{\text{пов}} &= 4\pi\sigma; \\ \frac{dX}{dx} &= 4\pi(\rho^+ - \rho^-). \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

Отсюда

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_2}{a} \quad (3.8)$$

и

$$(\rho_1^+ - \rho_1^-) = \frac{1}{a^2} (\rho_2^+ - \rho_2^-), \quad (3.9)$$

из которых следует, что

$$X_1\lambda_1 = X_2\lambda_2, \quad (3.10)$$

$$\frac{X_1}{p_1} = \frac{X_2}{p_2}. \quad (3.11)$$

При некоторых условиях энергию электронов и ионов определяют с помощью только одного параметра X/p . Рассмотрим среднее суммарное увеличение энергии $\delta\epsilon$ электрона за один свободный

пробег. Электрон получает энергию от электрического поля и теряет часть своей полной энергии k при столкновении в конце пробега.

Тогда

$$\delta\varepsilon = eX\lambda_e - k\varepsilon. \quad (3.12)$$

В равновесном состоянии $\delta\varepsilon = 0$. Если λ_e и k — константы, то решением является $\varepsilon = f(X\lambda_e)$, т. е. $\varepsilon = F(X/p)$. Та же самая зависимость справедлива, если k и λ_e изменяются только с энергией, соответствующей неупругим столкновениям и эффекту Рамзауэра. Предположим, что электроны сталкиваются и с возбужденными атомами; средняя энергия потерь при всех столкновениях будет зависеть от ε и от относительной концентрации N^*/n возбужденных атомов

$$k = f\left(\varepsilon, \frac{N^*}{n}\right). \quad (3.13)$$

Чтобы найти N^*/n , приравняем скорости образования и потерь возбужденных состояний. Предположим, что образование их происходит благодаря непосредственным столкновениям между электронами (концентрации N_e) и молекулами газа, тогда соотношение имеет вид

$$\left(\frac{dN^*}{dt}\right)_{\text{образование}} \propto N_e n. \quad (3.14)$$

Скорость потерь определяет выражение

$$\left(\frac{dN^*}{dt}\right)_{\text{потери}} \propto N^* \quad (3.15)$$

для молекул, которые излучают, или $\frac{dN^*}{dt} \propto N^* n$ для метастабильных состояний, разрушающихся при соударениях с молекулами газа. Эти соотношения показывают, что

$$\frac{N^*}{n} \propto N_e \quad \text{или} \quad \propto \frac{N_e}{n}. \quad (3.16)$$

N_e обычно зависит не только от X/p , но и от величины давления газа. Следовательно, при двухступенчатых процессах средняя энергия электронов не определяется только X/p .

Это качественное обоснование приводится из следующих соображений: во-первых, оно показывает, что эффект Рамзауэра не нарушает соотношений подобия, и, во-вторых, если даже отношение X/p одинаково в обоих разрядах, то скорости заряженных частиц равны только тогда, когда отсутствуют двухступенчатые процессы.

Рассмотрение одноступенчатых процессов

Дрейфовая или беспорядочная скорость в обоих разрядах равна

$$v_1 = v_2 \quad (3.17)$$

и, следовательно, средняя энергия (которую можно определить для любого распределения по энергиям)

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2. \quad (3.18)$$

Если частицы обладают максвелловским распределением, то средняя энергия может быть определена через температуру и, следовательно,

$$(T_{e, +, -})_1 = (T_{e, +, -})_2 \quad (3.19)$$

для температур электронов, положительных и отрицательных ионов соответственно.

Для процессов, включающих время, такое соотношение можно найти из выражения $v = dx/dt$, из которого получаем:

для интервалов времени

$$dt_1 = a dt_2, \quad (3.20)$$

для частот (например, частоты любого столкновения)

$$\nu_1 = \frac{\nu_2}{a}. \quad (3.21)$$

Частота электрического поля, применяемая в разрядах переменного тока,

$$f_1 = \frac{f_2}{a}.$$

Соотношение между магнитными полями можно определить из радиуса кривизны (r') траектории движущегося заряда.

Так как $Hev = \frac{mv^2}{r}$, $H \propto v/r'$, то, следовательно, для магнитных полей

$$H_1 = \frac{H_2}{a}. \quad (3.22)$$

Соотношения, содержащие ток

Соотношения между плотностями объемных зарядов уже были найдены:

$$(e^+ - e^-)_1 = \frac{1}{a^2} (e^+ - e^-)_2, \quad (3.9)$$

где e^- — плотность зарядов электронов и отрицательных ионов.

Из этого равенства не всегда следует, что величины q^+ , q^- (каждая в отдельности) в $1/a^2$ раз больше соответствующих плотностей во втором разряде, за исключением тех областей, где имеются заряды только одного знака, т. е. при $q_1^+, q_2^+ = 0$, или $q_1^-, q_2^- = 0$. Однако эту пропорциональность нельзя принимать за общее правило.

Общим выражением для полной плотности тока является

$$j = q^+ v^+ + q^- v^- = (q^+ - q^-) (v^+ - v^-) + q^- v^+ + q^+ v^- \dots \quad (3.23)$$

Чтобы найти отношение между j_1 и j_2 , следует переписать уравнение (3.23) в другой форме, добавив соответствующие индексы 1 и 2. Тогда, используя уравнение (3.9) и рассматривая только одноступенчатые процессы, при которых $v_1 = v_2$, можно легко увидеть, что простая пропорциональность между j_1 и j_2 существует только тогда, когда

$$q_1^- v_2^+ + q_1^+ v_2^- = \frac{1}{a^2} (q_2^- v_2^+ + q_2^+ v_2^-). \quad (3.24)$$

Это уравнение вместе с уравнением (3.9) приводит к соотношениям

$$q_1^+ = \frac{1}{a^2} q_2^+; \quad q_1^- = \frac{1}{a^2} q_2^-. \quad (3.25)$$

Число частиц и плотность токов относятся между собой как

$$N_1^+ = \frac{1}{a^2} N_2^+; \quad N_1^- = \frac{1}{a^2} N_2^-; \quad (3.26)$$

$$j_1 = \frac{1}{a^2} j^2, \quad (3.27)$$

а так как площади преобразуются с помощью множителя a^2 , то полный ток равен

$$i_1 = j_1 dA_1 = \frac{1}{a^2} i_2 a^2 dA_2 = i_2. \quad (3.28)$$

Это равенство тока в обоих разрядах используется многими авторами как часть определения подобных разрядов, т. е. два разряда определяются как подобные, когда потенциал и ток в соответствующих точках равны, а все линейные величины отличаются друг от друга на множитель a . Отношение между плотностями тока, зарядов и частиц в двух системах легко определить, если провести изложенное обоснование в обратном порядке.

Первое уравнение, в котором не предполагается, что токи в двух разрядах равны, требует немного более сложных вычислений, однако его преимущество состоит в том, что оно допускает

меньше предположений и подтверждает, что единственным возможным простым соотношением между i_1 и i_2 является их равенство.

Теперь можно найти соотношение между собственными магнитными полями, создаваемыми токами в двух разрядах. Рассмотрим в одном из разрядов цилиндрический элемент, через который проходит полный ток I ; подобный элемент (его размеры отличаются на множитель a) во втором разряде переносит такой же ток I . Магнитное поле на расстояниях r_1 и r_2 равно. Это

$$(H_{\text{тока}})_1 = \frac{2I_1}{r_1} = \frac{2I_2}{ar_2} = \frac{(H_{\text{тока}})_2}{a}. \quad (3.29)$$

соотношение согласуется с уравнением (3.22) для магнитных полей, в которых можно определить траектории частиц с радиусами кривизны, отличающимися в обеих системах на множитель a , что согласуется с основным предположением уравнения (3.1).

Теперь зададимся условием, что ток и напряжение одинаковы в обоих разрядах, и рассмотрим процессы, которые могут происходить. Невозможно доказать, что какие-то определенные процессы, отличающиеся в двух разрядах на множитель $1/a^2$, приведут к изменениям концентрации заряженных частиц, но можно показать, что некоторые комбинации процессов согласуются с предположением, что соотношение $1/a^2$ справедливо, в то время как другие комбинации не согласуются. Такие процессы называют «разрешенными» и «запрещенными» — термины, используемые для удобства и не имеющие ничего общего с теми физическими процессами, которые могут происходить.

Разрешенные и запрещенные процессы в газах

Концентрация N любого типа заряженных частиц в любой точке стационарного разряда может быть получена, если приравнять скорость образования и потерь частиц в этой точке. Так как N_1 должно быть равно $\frac{1}{a^2} N_2$ и $dt_1 = a dt_2$, то

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{dN}{dt}\right)_2, \quad (3.30)$$

где $\frac{dN}{dt}$ — сумма скоростей образования в результате ряда элементарных процессов, например

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{общ}} = & \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{электр. соудар}} + \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{дрейф}} + \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{дрейф}} + \\ & + \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{\text{фотоионизация}} + \dots, \end{aligned} \quad (3.31)$$

Каждый процесс независимо от того, связан он с выигрышем или потерей, должен преобразовываться с помощью множителя $1/a^3$ для того, чтобы удовлетворялось уравнение (3.30). Рассматривая отдельно эти процессы, мы всегда относим их к соответствующим точкам или малым объемам в этих двух разрядах.

Ионизация при однократных столкновениях

Скорость ионизации при одиночных столкновениях электронов с молекулами газа зависит от концентрации N_e электронов и их энергии, а также от концентрации n молекул газа. Предполагая, что энергия электронов одинакова в обоих разрядах, можно определить скорость образования ионов и электронов

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = CN_{e_1}n_1 = C \frac{N_{e_2}}{a^2} \cdot \frac{n_2}{a} = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2. \quad (3.32)$$

Данный процесс, следовательно, является разрешенным.

Постоянная C в этом уравнении, а также C_1 и C_2 в следующих, указывают лишь на пропорциональность.

Ступенчатая ионизация. Соударения второго рода

Ионизация, создаваемая такими процессами, происходит, когда электрон сталкивается с уже возбужденной молекулой, когда сталкиваются две возбужденные молекулы или возбужденная (метастабильная) молекула одного газа сталкивается и ионизует нейтральную молекулу другого газа (эффект Пеннинга). Последний процесс может происходить только тогда, когда потенциал возбуждения одного газа превышает потенциал ионизации другого.

Равновесную концентрацию N^* возбужденных молекул можно получить, приравняв скорости образования и потерь частиц и предполагая, что электроны при однократных столкновениях создают возбужденные состояния, со средним временем жизни τ

$$\left(\frac{\partial N^*}{\partial t}\right)_{\text{образование}} \propto N_e n, \quad (3.33)$$

$$\left(\frac{\partial N^*}{\partial t}\right)_{\text{потери}} \propto \frac{N^*}{\tau}. \quad (3.34)$$

Отсюда

$$\frac{N^*}{\tau} \propto N_e n. \quad (3.35)$$

Для возбужденных молекул, которые излучают в течение 10^{-8} сек и излучение которых не поглощается газом, τ намного меньше, чем время между столкновениями, и является поэтому величиной постоянной. Следовательно, $N \propto N_e n$, т. е.

$$N_1^* = \frac{1}{a^3} N_2^*. \quad (3.36)$$

Для метастабильных атомов или молекул (с концентрацией N_m^*), разрушающихся при соударении с молекулами газа (собственного газа или примесями) или на стенках, $\tau \propto 1/n$ или $\tau \propto R$, откуда

$$(N_m^*)_1 = \frac{1}{a^2} (N_m^*)_2. \quad (3.37)$$

Это равенство справедливо при условии, что электроны, переходящие с более высоких уровней, не образуют метастабильных атомов.

В условиях, при которых резонансное излучение в значительной степени поглощается и вновь испускается при прохождении через газ, скорость образования резонансных состояний (N_r^*) в любом заданном объеме определяется суммарным потоком резонансных фотонов, проходящих через этот объем, и соответственно уравнением (3.33). Эти фотоны приходят из других частей ряда, и суммарный поток в любом одном направлении (например, x) пропорционален $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{N_r^*}{\tau} \right)$. Следовательно, для резонансных состояний

$$\frac{N_r^*}{\tau} \propto N_e n + \text{const} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{N_r^*}{\tau} \right), \quad (3.38)$$

принимая $\tau = \text{const}$,

$$N_r^* \propto N_e n + \text{const} \frac{\partial N_r^*}{\partial x}. \quad (3.39)$$

Из этой пропорциональности следует, что N_r^* не преобразуется любым простым множителем a , в частности

$$(N_r^*)_1 \neq \frac{1}{a^2} (N_r^*)_2. \quad (3.40)$$

Скорость ионизации, создаваемая электронами, сталкивающимися с возбужденными молекулами, пропорциональна их концентрациям. Уравнения (3.36), (3.40) и (3.37) используются для определения следующих соотношений.

Для ионизации при взаимодействиях:

$$\left. \begin{aligned} \text{электроны} - \text{возбужденные молекулы} \\ \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_1 = C_1 N_e N_1^* \frac{1}{a^5} = \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_2, \\ \text{электроны} - \text{метастабильные молекулы} \\ \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_1 = C_2 N_e (N_m^*)_1 = \frac{1}{a^4} \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_2, \\ \text{электроны} - \text{резонансные состояния} \\ \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_1 = C_3 N_e (N_r^*)_1 \neq \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_3. \end{aligned} \right\} \quad (3.41)$$

Все эти процессы являются запрещенными. Скорость ионизации при столкновениях двух возбужденных молекул пропорциональна их концентрации.

Две возбужденные молекулы

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = C_4 N_A^* N_B^* \neq \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2, \quad (3.42)$$

где $N_A^* N_B^*$ — любая комбинация N^* , N_m^* , N_r^* , и, следовательно, все возможные процессы этого рода являются запрещенными. Ионизация, возникающая в результате эффекта Пеннинга в двух газах X , Y (Y имеет $V_t < V_{\text{возб}}$ для газа X), дает:

метастабильные атомы X — нейтральные Y :

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = C_5 (N_m^*)_X n_Y = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2. \quad (3.43)$$

Данный процесс является разрешенным, если предположить, что отношение n_X/n_Y одинаково в обеих системах (n_X — плотность невозбужденных атомов типа X).

Прилипание и отрыв электронов

Электроны захватываются нейтральными молекулами, образуя отрицательные ионы, со скоростью, пропорциональной концентрации электронов и молекул. Так же как и для ионизации, создаваемой одиночными столкновениями

$$\left(\frac{\partial N^-}{\partial t}\right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N^-}{\partial t}\right)_2, \quad (3.44)$$

и процесс является разрешенным. Отрыв электронов от отрицательных ионов в результате столкновений с молекулами газа подчиняется закону подобия, так как N^- преобразуется как $1/a^2$ и $n \rightarrow 1/a$. Такой процесс является разрешенным.

Фотоионизация

Фотоионизация происходит со скоростью, пропорциональной концентрации молекул газа и фотонов N_ν (обычно возникающих от возбуждения молекул другого газа), способных их ионизовать. N_ν пропорционально $\frac{\partial N^*}{\partial t}$ и $\frac{N^*}{\tau}$. Учитывая нерезонансные [уравнение (3.35)] или резонансные фотоны [уравнение (3.39)], получаем

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 \propto N_n^*, \text{ или } \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 \propto N_\nu^* n \neq \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2. \quad (3.45)$$

Данный процесс является запрещенным.

Дрейф и диффузия

Эти процессы можно рассматривать как процессы, приводящие к увеличению или уменьшению числа частиц в зависимости от того, направлен ли суммарный поток частиц внутрь или наружу рассматриваемого объема. Взаимное расталкивание является особым случаем дрейфа в электрическом поле и возникает там, где присутствуют частицы только одного знака.

Скорость образования или потерь в малом элементе $dx dy dz$, обусловленная дрейфом заряженных частиц в электрическом поле, равна

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (Nv) + \frac{\partial}{\partial y} (Nv) + \frac{\partial}{\partial z} (Nv), \quad (3.46)$$

где v — скорость дрейфа, N — концентрация любого типа заряженных частиц. Выбирая, например, компонент x , для электронов и ионов получаем

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = \frac{\partial}{\partial x_1} (N_1 v_1) = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{1}{a^2} N_2 v_2\right) = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2. \quad (3.47)$$

и аналогично для компонентов y и z .

Скорость изменения концентрации в подобном малом элементе объема вследствие диффузии равна

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} \right). \quad (3.48)$$

Итак, $D \propto \lambda v$, где v — хаотическая скорость, а D может относиться к любой диффузии, например амбиполярной. Выбирая один из компонентов для ионов или электронов, получаем

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = C_6 \lambda_1 v_1 \frac{\partial^2 N_1}{\partial x_1^2} = C_6 a \lambda_2 v_2 \frac{\partial^2 \frac{1}{a^2} N_2}{\partial x_2^2} = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_2 \quad (3.49)$$

и аналогично для y и z . Оба процесса являются разрешенными.

Перезарядка

В разрядах перезарядка представляет особый интерес, когда быстрые ионы, сталкиваясь с нейтральными молекулами, обмениваются своим зарядом, не отдавая при этом свою кинетическую энергию. Такое столкновение приводит к появлению медленного иона и быстрой нейтральной молекулы. Скорость образования таких молекул пропорциональна концентрации ионов и молекул газа, т. е. $N^+ n$ и, следовательно, преобразуется как $1/a^3$. Таким образом, концентрация быстрых нейтральных молекул, возникающих при перезарядке, связана отношением $n_1^0 = n_2^0/a^2$. Этот процесс является разрешенным.

Обратный процесс может произойти, когда быстрая нейтральная молекула берет заряд от медленного иона и становится быстрым ионом. Скорость образования таких быстрых ионов ¹ пропорциональна n_0 и N^+ , следовательно,

$$\left(\frac{\partial N_{\text{быстр}}^+}{\partial t}\right)_1 = C n_1^0 N_1^+ = C \frac{1}{a^2} n_2^0 \frac{1}{a^2} N_2^+ = \frac{1}{a^4} \left(\frac{\partial N_{\text{быстр}}^+}{\partial t}\right)_2, \quad (3.50)$$

и поэтому

$$N_{1, \text{быстр}}^+ = \frac{1}{a^3} N_{2, \text{быстр}}^+. \quad (3.51)$$

Данный процесс является запрещенным.

Рекомбинация

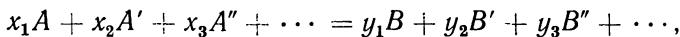
Рекомбинация между положительными и отрицательными ионами подчиняется закону

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right) = -\alpha N^+ N^-, \quad (3.52)$$

где α — коэффициент рекомбинации. При больших давлениях $\alpha \propto 1/p$ и поэтому преобразуется с помощью множителя a , в то время как каждый сомножитель N^+ , N^- преобразуется как $1/a^2$; в результате $\frac{\partial N}{\partial t}$ преобразуется как $1/a^3$, и процесс тогда является разрешенным. При низком давлении $\alpha \propto p \frac{\partial N}{\partial t}$ преобразуется как $1/a^5$, и процесс является запрещенным. Для рекомбинации между электронами и положительными ионами α никогда не пропорционально $1/p$, а скорее \sqrt{p} , следовательно, $\frac{\partial N}{\partial t}$ не преобразуется как $1/a^3$, и такой процесс всегда является запрещенным.

Химические реакции

Пусть имеются n_A , $n_{A'}$, $n_{A''}$ молей в 1 см^3 газов A , A' , A'' , ...; аналогично n_B , $n_{B'}$, $n_{B''}$ молей в 1 см^3 газов B , B' , B'' , ... Предположим, что газы участвуют в следующих реакциях:



¹ Здесь мы предполагаем, что быстрыми нейтральными молекулами являются молекулы, созданные при процессе перезарядки в какой-то другой точке разряда. Если рассматривать просто быстрые молекулы максвелловского распределения, то их концентрация выражалась бы соотношением $1/a$, и этот процесс следовало бы считать разрешенным. Однако число достаточно быстрых молекул, присутствующих в газе при обычных температурах, незначительно.

где x_1, x_2 и y_1, y_2 и т. д. — относительное число участвующих в реакции молей. Согласно закону действия масс имеем

$$\frac{n_A^{x_1} n_A^{x_2} n_A^{x_n} \dots}{n_B^{y_1} n_B^{y_2} n_B^{y_n} \dots} = K (\text{const}). \quad (3.53)$$

Эта константа зависит только от температуры газа и поэтому является одинаковой для обеих систем. Поскольку $(n_A)_1 = \frac{1}{a} (n_A)_2$ и для других газов, замена в вышеприведенном уравнении показывает, что K может быть подобным для обеих систем только в том случае, если

$$\sum x = \sum y. \quad (3.54)$$

Химические реакции являются разрешенными процессами при условиях, что общее число молекул не меняется (например, $N_2 + O_2 = 2NO$ разрешается; $3O_2 = 2O_3$ запрещается) и не происходит существенного изменения температуры газа.

Термическая ионизация

Скорость ионизации зависит только от столкновений молекул газа друг с другом. Таким образом,

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_1 = C n_1 n_1 = C \frac{n_2}{n} \cdot \frac{n_2}{a} = \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_2, \quad (3.55)$$

и процесс является запрещенным.

Некоторые допустимые предположения

При рассмотрении явлений диффузии и дрейфа совершенно очевидно, что если выбрано равенство $v_1 = v_2$, то распределение электронов по энергиям предполагается одинаковым в обоих разредах при отсутствии ступенчатой ионизации. Такое же предположение допускается и в уравнениях для всех процессов, которые, как найдено, преобразуются правильно, поскольку было сделано предположение, что постоянные пропорциональности (C, C_1, C_2, \dots) не меняются от первого ко второму разреду.

Следовательно, когда в разреде происходит двухступенчатая ионизация, то этот процесс не только сам нарушает законы подобия (что является наиболее ярко выраженным эффектом), но и влияет, хотя и в меньшей степени, на поведение обычных разрешенных процессов.

Разрешенные и запрещенные вторичные процессы

Если плотность тока электронов, эмитируемых со стенки или электрода под действием любого вторичного процесса, обозначить j'_e , тогда этому процессу соответствуют в обоих разрядах равные токи, если

$$(j'_e)_1 = \frac{(j'_e)_2}{a^2}.$$

Теперь используем соотношения между концентрациями различных частиц.

Вторичная электронная эмиссия в результате соударений:

1) электронов или ионов (исключая быстрые ионы, образуемые в процессе двойной перезарядки) разрешена, так как

$$(j'_e)_1 = \delta (j_e)_1 = \delta \frac{1}{a^2} (j_e)_2 = \frac{1}{a^2} (j'_e)_2, \quad (3.56)$$

$$(j'_e)_1 = \gamma_i j_1^+ = \gamma_i \frac{1}{a^2} j_2^+ = \frac{1}{a^2} (j'_e)_2, \quad (3.57)$$

где γ_i , δ — обычные коэффициенты вторичной эмиссии;

2) быстрых ионов, образуемых при процессе двойной перезарядки [см. уравнение (3.51)], запрещена, так как

$$(j'_e)_1 = \gamma'_i N_1^+ \text{быстр} v_1 = \gamma'_i \frac{1}{a^3} N_2^+ \text{быстр} v_2 = \frac{1}{a^3} (j'_e)_2; \quad (3.58)$$

3) быстрых нейтральных молекул, образуемых в результате перезарядки, разрешена:

$$(j'_e)_1 = \gamma_n n_1^0 v_1 = \gamma_n \frac{1}{a^2} n_2^0 v_2 = \frac{1}{a^2} (j'_e)_2; \quad (3.59)$$

4) метастабильных атомов — разрешена, так как N_m^* преобразуется как $1/a^2$:

$$j'_e = \gamma_m \frac{1}{4} N_m^* v \quad (3.60)$$

и v — инвариант;

5) фотонов — разрешена.

Катод охватывается одинаковым телесным углом ω , выходящим из соответствующих малых объемов δ_x , δ_y , δ_z в обоих разрядах. Нерезонансные фотоны попадают непосредственно на катод, образуя суммарный вторичный ток i'_e :

$$\begin{aligned} (i'_e)_1 &= \gamma_p \frac{\omega}{4\pi} \cdot \frac{N_1^*}{\tau} (\delta x, \delta y, \delta z)_1 = \\ &= \gamma_p \frac{\omega}{4\pi} \cdot \frac{1}{a^3} \cdot \frac{N_2^*}{\tau} a^3 (\delta x, \delta y, \delta z)_2 = (i'_e)_2. \end{aligned} \quad (3.61)$$

Этот фотоэлектрический эффект является поэтому разрешенным.

Резонансные фотоны диффундируют и дают $j'_e \propto \frac{\partial}{\partial x}(N^* v)$, однако поскольку N_r^* не преобразуется как $1/a^2$, то не изменяется и j'_2 . Такой фотоэлектрический эффект является запрещенным.

И, наконец, другие виды эмиссий: автоэлектронная эмиссия — процесс запрещенный, так как $j'_e = AV^2 e^{-B/V}$. V , а следовательно, и j'_e одинаковы в обоих разрядах. Аналогично можно показать, что термоэлектронная эмиссия также является запрещенным процессом, так как температура T одинакова в обоих разрядах.

Нагревание газа. Закон подобия для температур

До сих пор для удобства предполагали, что температуры в обоих разрядах одинаковы. Такое условие не является обязательным следствием того основного предположения, что линейные величины находятся в отношении a , а требуется лишь, чтобы плотности газа различались на этот множитель. В общем случае, так как для 1 г·моль

$$p \times \text{объем} = C \frac{p}{n} = RT, \quad (3.62)$$

то

$$\frac{T_1}{T_2} = a \frac{p_1}{p_2}, \quad (3.63)$$

что легко удовлетворить, если температура и давление в обоих разрядах однородны в разрядном пространстве. Но если в результате местного нагревания температуры изменяются в пространстве, то в подобных разрядах между T_1 и T_2 в соответствующих точках будет какое-то отношение. Предположим, что

$$T_1 = \frac{T_2}{b} \quad (3.64)$$

и, следовательно, что

$$p_1 = \frac{1}{ab} p_2. \quad (3.65)$$

Отношение плотностей газа остается $1/a$, и если предположить, что действительное движение молекул газа не изменяет существенно длину среднего свободного пробега, то все соотношения, данные вначале, не изменяются.

Теперь в любом элементе объема газа температура определяется соотношением между энергией, даваемой газу сталкивающимися ионами и электронами, и энергией, теряемой вследствие тепло-

проводности. Если s — теплоемкость единицы объема, а K — коэффициент теплопроводности, то

$$\frac{d}{dt}(sT) = jX + K \left(\frac{d^2T}{dx^2} + \frac{d^2T}{dy^2} + \frac{d^2T}{dz^2} \right), \quad (3.66)$$

предполагая, что разряд является стационарным и свободным от колебаний, т. е. T не является функцией времени.

В двух разрядах, если они предполагаются подобными,

$$\frac{d}{dt}(s_1T_1) = \text{const} \frac{d}{dt}(s_2T_2). \quad (3.67)$$

Но $\frac{d}{dt}(sT)$ — сумма нескольких членов, каждый из которых должен быть умножен на один и тот же коэффициент. Известно, что

$$j_1X_1 = \frac{1}{a^2} j_2 \frac{1}{a} X_2 = \frac{1}{a^3} j_2 X_2, \quad (3.68)$$

и, следовательно, все члены, подобные $K \frac{d^2T}{dx^2}$, должны преобразовываться соответственно

$$\left(K \frac{d^2T}{dx^2} \right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(K \frac{d^2T}{dx^2} \right)_2. \quad (3.69)$$

Если бы K_1 — коэффициент теплопроводности не зависел от температуры и плотности, тогда при $x_1 = ax_2$, уравнение (3.69) удовлетворялось бы при $T_1 = \frac{1}{a} T_2$, т. е. из уравнения (3.64) следовало бы, что $a = b$. В действительности теплопроводность изменяется с температурой и ее можно выразить как

$$\frac{K_1}{K_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^q, \quad (3.70)$$

где q , согласно элементарной кинетической теории, равно $1/2$, в то время как экспериментально найдено для многих газов, что оно равно $0,68—0,97$. Следовательно,

$$b^{1+q} = a. \quad (3.71)$$

Значение этого результата заключается в том, что оба разряда являются подобными не только, когда линейные величины пропорциональны a и плотности газа относятся как $1/a$, а также, если удовлетворяется соотношение $T_1 = \frac{1}{b} T_2$ (где $b^{1+q} = a$)

между температурами газа в любых двух соответствующих точках. В дальнейшем любые изменения температуры, вызываемые нагреванием под действием тока, сохраняют это соотношение между системами, а это означает, что имеется подобие в распределениях температур.

Подобие в высокочастотных разрядах

Маргенау [7] указал, что в сверхвысокочастотных разрядах, например при микроволновых частотах, измерения тока и потенциала связаны с большими трудностями и проводятся очень редко. Он определяет разряды как подобные, когда распределение электронов по энергиям в соответствующих точках систем одинаково, в дополнение к пересчету геометрических размеров и свободных пробегов на множитель a . Помимо отличного первоначального предположения, все уравнения являются точно такими, как приведенные ранее. Для того чтобы высокочастотные разряды были подобны, как это видно из табл. 3. 1 и 3. 2, произведение pd и отношения X/p и f/p должны быть одинаковы.

Подобие в полностью ионизованных газах, в которых происходят ядерные реакции

Законы подобия или пересчета были недавно распространены на область термоядерных реакций, происходящих в столбе полностью ионизованного газа, который сжимается собственным магнитным полем [8] (пинч-эффект) при наличии продольного электрического поля. В этих условиях уравнения, связывающие ток, плотность частиц, температуру ионов и электронов и т. д. значительно отличаются от уравнений, знакомых из физики классического разряда, из-за отсутствия нейтральных молекул и возбужденных атомов [9].

В таких разрядах с тороидальной геометрией (см. гл. 6) существенными параметрами являются: N — число электронов и ионов на единицу длины разряда (линейная плотность); T_e и T_i — температуры; L — длина разряда и R — радиус трубки. Другое важное требование — условие сжатия разряда в шнур за время, которое является малым по сравнению со временем t , необходимым для того, чтобы захваченное магнитное поле диффундировало из плазмы. Время t определяет интервал, в течение которого разряд остается устойчивым, и длину импульса приложенного электрического поля. При условии, если ударные волны не способствуют возникновению пинч-эффекта, то анализ показывает, что доля частиц, участвующая в реакции синтеза в течение одного импульса, а также произведение pt , T_e и T_i не зависят от объема (т. е. являются «параметрами подобия»). Скорость потери энергии на стенках камеры и последующее выделение из них примесей зависит от размера, увеличиваясь в малых камерах.

Соотношения параметров

Параметры	Отношения	Неизменяемые группы параметров — параметры подобия
Потенциал Все линейные величины Ток Температура газа	$\left. \begin{aligned} V_1 &= V_2 \\ d_1 &= ad_2 \\ R_1 &= aR_2 \\ i_1 &= i_2 \\ T_1 &= T_2 \quad \text{или} \\ T_1 &= \frac{1}{b} T_2 \end{aligned} \right\} \text{Основные предположения}^*$	V, i, T и, следовательно, все кривые $V - i$
Средний свободный пробег любой частицы Плотность газа Давление газа Электрическое поле Плотность заряда на стенках Плотность объемного заряда Общая масса газа Общий заряд в сосуде	$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= a\lambda_2 \\ n_1 &= \frac{n_2}{a} \\ p_1 &= \frac{p_2}{a} \quad \text{или} \quad p_1 = p_2/ab \\ X_1 &= \frac{X_2}{a} \\ \sigma_1 &= \frac{\sigma_2}{a} \\ q_1^+; q_1^- &= \frac{1}{a^2}, \quad q_2^+, \frac{1}{a^2} q_2^- \\ m_1 &= a^2 m_2 \\ q_1 &= aq_2 \end{aligned} \right\} \text{Полученные из основных предположений}$	$X/p, pd, pR$

Плотность полного тока и его составляющих

Плотность частиц: электроны $+v_e$ и $-v_e$ ионы, метастабильные атомы**, быстрые нейтралы (перезарядка)

Возбужденные состояния, включая резонансные

Скорость, энергия заряженных частиц . . .

Электронная, ионная температуры

Интервал времени

Частота соударений

Частота

Магнитное поле

Скорость нарастания тока

$$(j, j^+, j_e)_1 = \frac{1}{a^2} (j, j^+, j_e)_2$$

$$(N_e, N^+, N^-, N_m^*, n^0)_1 = -\frac{1}{a^2} (N_e, \dots)_2$$

$$N_1^* = \frac{1}{a^3} N_2^*$$

$$v_1 = v_2$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_2$$

$$(T_e, T_+)_1 = (T_e, T_+)_2$$

$$dt_1 = a dt_2$$

$$v_1 = \frac{v_2}{a}$$

$$f_1 = \frac{f_2}{a}$$

$$H_1 = \frac{H_2}{a}$$

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{1}{a} \cdot \frac{di_2}{dt}$$

Полученные из приведенных соотношений, исключая также ступенчатую ионизацию, кроме эффекта Пеннинга

$$T_e, T_+ \frac{H}{p}$$

$$\frac{j}{p^2}, \frac{N_e}{p^2}$$

и для разрядов переменного тока $f d, f R, f/p$

(внешнее или поле тока)

* Для обсуждения предположения, что $i_1 = i_2$, см. стр. 70.
 ** При условии, что метастабильные атомы создаются лишь непосредственным возбуждением, а не электронами, переходящими с более высоких уровней.

Выводы и заключение

Полученные результаты и перечисленная группа параметров, которые остаются неизменяемыми в обоих разрядах, приведены в табл. 3. 1 и 3. 2. Следует отметить, что постоянство некоторых

Таблица 3. 2

Разрешенные и запрещенные процессы

	Разрешенные	Запрещенные
В газе	Ионизация, создаваемая при однократном соударении Эффект Пеннинга Захват и отрыв электронов Дрейф Взаимное расталкивание } зарядов Диффузия } Перезарядка ион → быстрый нейтрал Рекомбинация ион — ион при высоком давлении	Все типы ступенчатых ионизаций, соударений второго рода, за исключением эффекта Пеннинга Фотоионизация Перезарядка: быстрый нейтрал → ион ¹ Все виды рекомбинаций, за исключением рекомбинации ион — ион при высоком давлении Термическая ионизация
На стенках	Вторичная эмиссия при соударениях: электронов (δ) ионов (γ_i) нерезонансных фотонов (γ_p) метастабильных атомов (γ_m) быстрых нейтралов (γ_n)	Электроны, эмитируемые быстрыми ионами, при перезарядке ¹ Фотоэлектрический эффект, создаваемый диффундирующими резонансными фотонами. Эмиссия, создаваемая электрическим полем.

¹ См. примечание на стр. 76

групп параметров (например, j/p^2) больше зависит от предположений, чем неизменяемость других параметров (например, X/p). Следует также отметить, что хотя в теории и предполагается, что движение зарядов определяется столкновениями с молекулами газа, любой процесс в вакууме, в котором заряженные частицы получают энергию при прохождении некоторой разности потенциалов $\left[\frac{1}{2} m v^2 = e (V_1 - V_2) \right]$, также подчиняется законам подобия.

Требуется большая осторожность при попытке сделать выводы относительно физических процессов, когда какой-то определенный разряд подчиняется или не подчиняется законам подобия. Приводимые уравнения доказывают только постоянство; они не подтверждают, например, что при одноступенчатой ионизации $N_1^+/N_2^+ = \frac{1}{a^2}$. Поэтому можно логически вывести, что при удов-

летворении законов подобия можно исключить все запрещенные процессы, однако нельзя предположить, что запрещенные процессы обязательно присутствуют, если не выполняются эти за-

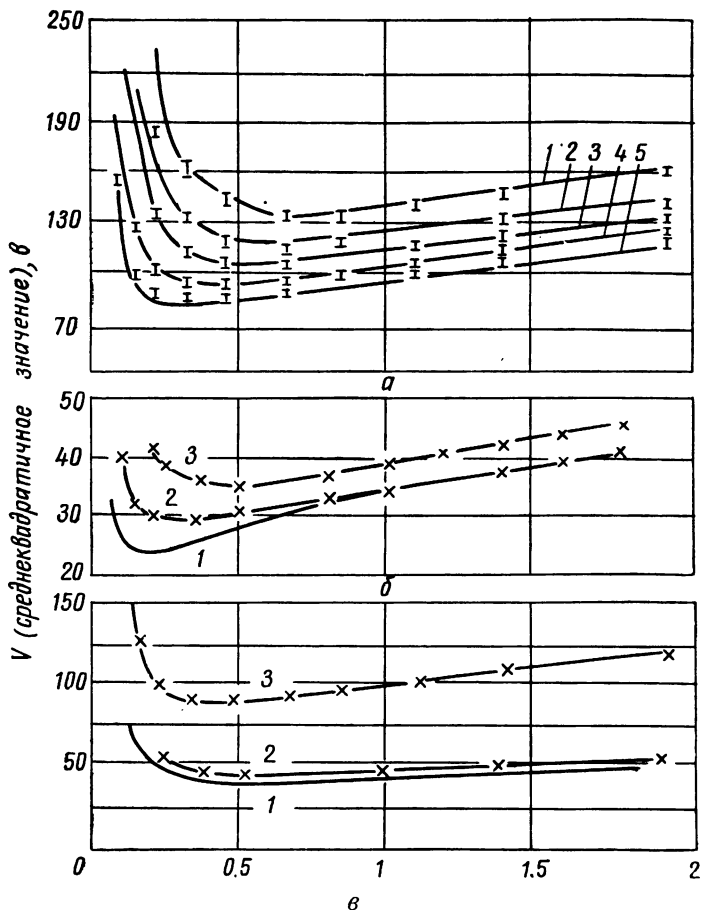


Рис. 3. 2. Зависимости напряжения пробоя и горения от $\rho\epsilon$ (мм рт. ст.·см):

a — соотношение подобия в чистом гелии. Кривые 1—5 для трубки С при частоте f , равной 10, 20, 30, 50 и 70 Мгц. Экспериментальные точки, полученные для геометрически подобной трубки В с удвоенными линейными размерами, при давлении, равном половине по сравнению с давлением в С и частоте $f/2$, лежат на кривых в пределах экспериментальных ошибок; b — эффект изменения геометрических параметров: 1 — трубка А, 50 Мгц (кривая); 2 — трубка В, 50 Мгц (точки \times); 3 — трубка В, 25 Мгц (точки \times); v — подобие в чистом и содержащем примеси гелии для трубок В (точки \times) и С (сплошные кривые): 1 — трубка С, 50 Мгц, гелий с примесями; 2 — трубка В, 25 Мгц, гелий с примесями; 3 — трубка В, 25 Мгц, и трубка С, 50 Мгц, чистый гелий. Трубки (коаксиальные цилиндры) А — 1,59 мм и 3,945 см; В — 3,18 мм и 3,95 см; С — 1,60 мм и 2,08 см внутренний и внешний диаметры, соответственно [11].

коны. Вполне логично сделать вывод, что если разряд вначале подчиняется этим законам, а затем прогрессивно отклоняется от них при изменении какого-то параметра (например, тока разряда),

то возникают запрещенные процессы или происходит изменение температуры газа. В работе [10] обсуждены соотношения подобия в разрядах, возникающих при внешней ионизации.

Теперь приведем несколько примеров применения законов подобия [11]. На рис. 3. 2 показаны кривые напряжения пробоя и горения между цилиндрами в гелии при частотах от 10 до 70 *Мгц*. Трубка *С* состоит из двух коаксиальных цилиндров — внутренний радиус *r* является катодом. Трубка *В* геометрически подобна трубке *С*, но ее линейные размеры в два раза больше, а давление газа и частота электрического поля в два раза меньше, чем у трубки *С*. В чистом гелии кривые для одинаковых значений *pr* и *f/p* совпадают, указывая на то, что выполняются законы подобия (см. рис. 3. 2, *а*). Для двух трубок, не являющихся геометрически подобными, результат показан на рис. 3. 2, *б*. В этом случае трубка *А* имеет центральный стержень с радиусом, равным 1/2 радиуса трубки *В*, а внешние цилиндры трубки *А* и *В* равны. Кривая для трубки *А* не совпадает с двумя другими (здесь параметр подобия rX_0 откладывается на оси ординат, где X_0 — напряженность электрического поля на центральном стержне).

Для гелия (см. рис. 3.2, *в*), содержащего небольшое количество примеси H_2 (0,001%), даже при одинаковых значениях *pr* и *f/p* кривые 1 и 2 не совпадают (эффект Пеннинга), и возможно, что диссоциация H_2^+ , которая является в основном химической реакцией, нарушает подобие. Интересно отметить, что небольшая доля примесей приводит к заметному отклонению от законов подобия.

Недавно были повторены измерения в однородных высокочастотных полях между металлическими электродами. В этих опытах законы подобия сохраняются, за исключением случая, когда электроды покрывают оксидным слоем, и возникает один из видов автоэлектронной эмиссии [12].

ЛИТЕРАТУРА

1. De la Rue W., Müller W. H. Phil. Trans., **171**, 65 (1880).
2. Paschen F. Wied. Ann., **33**, 69 (1889).
3. Townsend J. S. Electrician, **71**, 348 (1913).
4. Holm R. Phys. Z., **25**, 497 (1924); **26**, 412 (1925).
5. Энгель А. и Штейнбек М. Физика и техника газового разряда. М. — Л., ОНТИ, т. I, 1935, т. II, 1936.
6. Dällenbach W. Phys. Z., **26**, 483 (1925).
7. Margenau H. Phys. Rev., **73**, 326 (1949).
8. Bickerton R. J. and London H. Proc. Phys. Soc. Lond., **72**, 116 (1958).
9. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
10. Fuchs W. Naturwissenschaften, **35**, 283 (1948).
11. Lewellyn J. F. and Williams G. C. Proc. Phys. Soc. Lond., **B66**, 17, 345 (1953); see also Lewellyn J. F. and Morgan G. D. Ibid., **B64**, 560, 574 (1951).
12. Townsend W. G. and Williams G. C. Ibid., **72**, 823 (1958).

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ РАЗРЯДЫ

Общее рассмотрение

Ионизация газа под действием переменных электрических полей во многом отличается от ионизации в постоянных полях. Во-первых, так как поле периодически меняет свое направление, заряды могут не выйти из объема на стенки или на электроды. Потери заряженных частиц уменьшаются, и в результате совсем небольшие поля способны вызывать медленный рост ионизации, приводящий к равновесному состоянию проводимости, т. е. к самоподдерживаемому разряду. В этих условиях вторичные процессы на электродах не являются определяющими при пробое, что имеет место в разрядах постоянного тока. Во-вторых, вторичные электроны, возникающие при ударе о стенку заряженных частиц, фотонов или возбужденных атомов, не будут способствовать развитию разряда, за исключением тех, которые эмитируются в моменты благоприятного направления электрического поля. В-третьих, разряды переменного тока могут поддерживаться в сосудах из изолирующих материалов, а дрейф ионов и электронов на стенки этих сосудов создает статические поля, которые в основном определяют равновесную плотность ионизации в объеме.

Величина поля пробоя X_s , а также значения плотности тока, концентрации ионов и другие в сформировавшемся разряде, определяются следующими параметрами:

1) давлением газа p в миллиметрах ртутного столба и соответственно средним свободным пробегом λ_e в сантиметрах электронов, а также частотой столкновения электронов с молекулами газа $\nu = \nu_r/\lambda_e$ (сек⁻¹);

2) частотой f и длиной волны λ приложенного электрического поля X , где $X = X_0 \sin \omega t = X_0 \sin 2\pi f t = X_0 \sin \frac{2\pi c}{\lambda} t$;

3) размерами сосуда; в простейшем случае — длиной d в сантиметрах в направлении электрического поля и перпендикулярной к ней — шириной или радиусом r .

Теперь необходимо выделить условия, при которых важны те или иные физические процессы, предполагая, что разряды проис-

ходят в сосудах, имеющих размер несколько сантиметров, какие обычно используют в лабораторных экспериментах.

1. Очень низкое давление $\lambda_e > d, r$; электроны сталкиваются со стенками сосуда чаще, чем с молекулами газа. Следовательно, в таких условиях вторичные эффекты на стенках сильно влияют на развитие пробоя. Для обычных сосудов это происходит при давлении около 10^{-2} мм рт. ст. и меньше.

2. Среднее или высокое давление $\lambda_e < d, r$, низкая частота $\nu \gg f$; электроны испытывают большое число соударений в течение каждого колебания электрического поля и дрейфуют в виде облака в фазе с полем. Их движение описано уравнением подвижности, причем условия можно разделить на две подгруппы:

а) когда частота электрического поля достаточно велика. При этом амплитуда колебания электронов может быть меньше размеров сосуда. Новые заряженные частицы образуются в результате ионизации газа при столкновениях и теряются в основном из-за диффузии на стенки;

б) при более низких частотах и больших амплитудах колебания все облако электронов направляется к стенкам в течение каждого полупериода изменения поля. Вторичные процессы на стенках сосуда в этом случае оказываются существенными для поддержания разряда.

3. Среднее или высокое давление $\lambda_e < d, r$; большая частота $\nu \ll f$; электроны совершают много колебаний с малой амплитудой между соударениями с молекулами газа. В этих условиях облако электронов оказывается стационарным (дрейф отсутствует), рассеиваясь только благодаря диффузии. Имеется широкая область условий, находящихся между вторым условием (а) и третьим, при которых приложенные частоты и частоты столкновений почти не различаются, но в течение этого перехода нет заметного изменения в механизме разряда.

4. Очень высокие частоты $\lambda \gtrsim d, r$; в этом случае на электроны действует не электрическое поле, а стоячая волна с компонентами колеблющегося электрического и магнитного полей, распределяемыми в пространстве согласно частоте поля, геометрии и вида возбуждения сосуда (который обычно называют резонатором, так как он составляет часть микроволновода и резонаторной системы).

Кроме этого, наложение полей, например постоянного магнитного или электрического, или переменного электрического, но в другом направлении, может в сильной степени влиять на возникновение и поддержание разряда.

Движение электронов в переменном электрическом поле

Электрон редко сталкивается с молекулами газа ($\nu \ll f$)

Это условие достигается при низком давлении газа, или при высокой приложенной частоте. Движение электрона, начинающееся в точке $x=0$ с составляющей начальной скорости v_0 в на-

правлении однородного электрического поля X , описывает уравнение движения

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = eX_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (4.1)$$

где φ — фазовый угол поля в момент $t = 0$, когда электрон начинает свое движение. Интегрирование уравнения с граничным условием $\frac{dx}{dt} = v_0$ при $t = 0$ дает зависимость скорости от времени t

$$v = v_0 + \frac{eX_0}{m\omega} [\cos \varphi - \cos(\omega t + \varphi)], \quad (4.2)$$

а также перемещение x в направлении поля

$$x = \left(v_0 + \frac{eX_0}{m\omega} \cos \varphi \right) t + \frac{eX_0}{m\omega^2} [\sin \varphi - \sin(\omega t + \varphi)]. \quad (4.3)$$

Из уравнения (4.2) видно, что в направлении начальной скорости существует стационарный дрейф электронов с постоянной скоростью, на который наложено синусоидальное колебание с амплитудой $eX_0/m\omega^2$, т. е. пропорциональное X/f^2 или $X\lambda^2$. Только те электроны, которые были неподвижны в момент, когда фаза поля равнялась нулю, будут совершать колебания вокруг своего среднего положения. Любое начальное движение электронов, перпендикулярное полю, разумеется, не меняется.

Таким образом, скорость электронов состоит из постоянной и колебательной составляющих. Следовательно, электрон, движущийся подобным образом без столкновения с молекулами газа, не будет поглощать энергию поля, так как колебательная составляющая всегда расходитя с фазой поля на 90° , а постоянная в разные полупериоды поглощает энергию или вновь возвращает ее полю. Интересно сравнить постоянную составляющую скорость электрона $eX/m\omega$ с начальной скоростью v_0 . Электрон с начальной энергией несколько электронвольт имел бы скорость $v_0 \sim 10^8$ см/сек, в то время как в поле 30 в/см при частоте 10 Мгц он приобрел бы в наиболее благоприятной фазе, $\varphi = 0$, постоянную скорость около $3 \cdot 10^8$ см/сек. При более высоких частотах и более низких значениях полей этот выигрыш скорости значительно снижается.

Движение электрона в однородном электрическом поле, включая его неизменяемое движение под прямым углом к полю, показано на рис. 4.1.

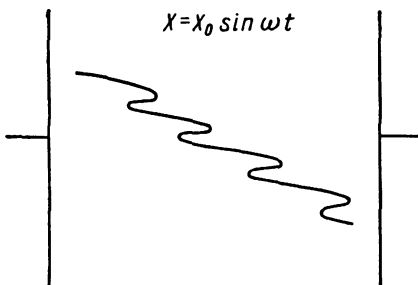


Рис. 4.1. Движение электронов в переменном электрическом поле [уравнения (4.2) и (4.3)].

Электрон часто сталкивается с молекулами газа ($v \gtrsim f$)

Электроны, сталкиваясь с молекулами газа, могут получать энергию от высокочастотного поля. Рассмотрим упругие соударения, при которых каждый электрон теряет незначительную часть ($2m/M$) своей кинетической энергии. Результатом такого соударения является изменение фазы движения электрона без потери энергии, полученной от поля, и его упорядоченное движение становится хаотическим. Этим можно объяснить тот кажущийся парадокс, что в разрядах постоянного тока электроны, сталкиваясь с молекулами газа, могут только потерять энергию, тогда как в высокочастотных разрядах электрон не может приобрести энергию без соударений. Энергия, которую электрон отдает молекуле, в среднем более чем компенсируется электрическим полем благодаря изменению фазы. Таким образом, энергия группы электронов может увеличиваться до тех пор, пока большая часть их не приобретает такую скорость, что электроны окажутся способными возбудить или ионизовать газ, теряя при этом значительное количество энергии. В этих условиях удобно рассматривать движение среднего электрона, типичного для облака. Хотя такой подход и не является таким строгим, как рассмотрение, основанное на функции распределения электронов по скоростям, он имеет то преимущество, что дает более ясное представление о физических процессах. Электроны получают импульс от поля и теряют его при соударениях с молекулами газа. Причем чистый выигрыш скорости определяется разностью переданных импульсов. Потерю импульса можно предоставить с помощью силы трения, пропорциональной скорости, тогда

$$\frac{mdv_{\text{дрейф}}}{dt} = eX_0 \sin \omega t - gv_{\text{дрейф}}. \quad (4.4)$$

Скорость дрейфа в этом случае является точной величиной, так как это уравнение описывает движение облака электронов в направлении электрического поля.

Выражение (4.4) описывает движение только под действием поля и соблюдается при условии, что скорость, получаемая от поля между соударениями, мала по сравнению с хаотической скоростью электронов.

Рассмотрим фактор трения g . Лоренц [1] предложил считать его равным $2m/\tau$, где τ — среднее время свободного пробега электрона между соударениями с молекулами газа $1/\tau = \nu$. Это предположение было сделано для удовлетворения уравнениям, выведенным из электромагнитной теории для описания поглощения света в рассеивающей среде. Однако нет никаких существенных физических аргументов в пользу этого предположения, особенно в газе, так как частота световых волн намного больше ν . Более правильным оказывается вычисление среднего импульса, теряемого электроном при соударении с молекулой газа. Из элементар-

ной теории столкновений (см. гл. 2), предполагающей, что электрон ведет себя как очень легкая упругая сфера и после соударения с гораздо более тяжелой молекулой газа равновероятны все направления движения, следует, что электрон в среднем теряет весь свой импульс в любом заданном направлении при каждом соударении. Таким образом, скорость потери импульса в направлении x равна $\nu (m v_{\text{дрейф}})$ или $g = m/\tau$. Это соотношение можно вывести непосредственно, если использовать выражение Таунсенда для дрейфовой скорости электрона

$$v_{\text{дрейф}} = C \frac{e}{m} \tau X, \quad (4.5)$$

где C — числовая константа, близкая к единице, зависящая от распределения электронов по энергиям. Переписывая уравнение (4.5); получаем

$$C' \frac{m}{\tau} v_{\text{дрейф}} = eX. \quad (4.6)$$

Правая часть уравнения выражает скорость увеличения импульса в результате действия поля, и, следовательно, в стационарном состоянии левая часть уравнения выражает скорость потери импульса. Экспериментальная проверка этого уравнения была сделана Чайлдсом [2], который радиочастотным методом измерил проводимость ионизованного газа (воздуха) между пластинами конденсатора. Проводимость — величина, обратная сопротивлению, зависит от энергии, получаемой электронами от поля, т. е. от фактора трения. Чайлдс обнаружил, что при $p = 1 \text{ мм рт. ст.}$ $f = 3 \cdot 10^8 \text{ гц}$, а g — фактор трения — приблизительно равен m/τ , но снижается (т. е. $< m/\tau$) для электронов с энергией, большей 8 эв.

Эплтон и Чепмен [3] вывели фактор m/τ несколько иным способом и проверили его экспериментально.

Следует отметить, что эти уравнения с фактором трения справедливы, когда свободные пробеги распределяются по экспоненциальному закону, т. е. чисто случайно. Предполагается также, что λ_e много меньше размеров сосуда. Далее вывод из уравнения подвижности предполагает, что в любой момент электроны находятся в состоянии, близком к равновесию с полем, так что оба члена правой части уравнения (4.4) намного больше члена левой части уравнений.

Когда рассеяние электронов несимметрично, можно использовать частоту соударения для переноса импульса ν_m вместо ν ,

$$\nu_m = \nu (1 - \cos \theta), \quad (4.7)$$

где ν_m — число соударений в 1 сек, при которых электрон передает импульс молекуле газа, а θ — угол рассеяния в результате такого соударения.

Ясно, что, используя средние значения

$$v_m = v \sqrt{1 - \cos \theta} \quad (4. 8)$$

получаем, что две частоты соударений равны только тогда, когда рассеяние равновероятно по всем углам (см. гл. 2). Следует отметить, что для электронов с энергией несколько электронвольт или менее рассеяние симметрично, так что в рассматриваемой области частот $\nu = \nu_m$. Далее сечение соударений или средний свободный пробег, определяемые из измерений диффузии и подвижности, т. е. процессов, зависящих от переноса импульса, приводят к величине ν_m . Поэтому экспериментально определяемые величины средней хаотической скорости v_r и среднего свободного пробега электронов λ_e можно использовать для нахождения $g = mv = mv_r/\lambda_e$. Однако все это справедливо только для электронов с максвелловским распределением по энергиям, и при некоторых условиях фактор трения g необходимо использовать в виде комплексной величины.

Из уравнения (4. 4) дрейфовая скорость электрона равна

$$v_{\text{дрейф}} = \frac{dx}{dt} = \frac{eX_0}{m} \cdot \frac{\sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{v^2 + \omega^2}}, \quad (4. 9)$$

где

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega}{v}. \quad (4. 9a)$$

Дальнейшее интегрирование дает смещение x

$$x = \frac{eX_0}{m\omega} \cdot \frac{\cos(\omega t - \varphi)}{\sqrt{v^2 + \omega^2}} + \text{const}. \quad (4. 10)$$

В отличие от движения в вакууме это смещение представляет собой колебания вокруг среднего положения. Плотность электронного тока высокой частоты j_e (вследствие дрейфа n электронов в 1 см^3) равна

$$j_e = nev = \frac{ne^2X_0}{m} \cdot \frac{\sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{v^2 + \omega^2}}. \quad (4. 11)$$

Ток отстает от приложенного поля на фазовый угол φ . Эти результаты часто выражают в векторном обозначении с помощью функций комплексных переменных. Если приложенное поле записать в виде $X_0 e^{i\omega t}$, где i — векторный оператор, численно равный $\sqrt{-1}$, то подвижность электрона выражается комплексной величиной:

$$b_e = \frac{e}{i\omega + \nu}, \quad (4. 12)$$

$$j_e = \frac{ne^2X_0}{m} \left(\frac{\nu}{v^2 + \omega^2} - i \frac{\omega}{v^2 + \omega^2} \right) e^{i\omega t}. \quad (4. 13)$$

Мгновенная скорость приращения энергии электронами в единице объема определяется мгновенной мощностью P , расходуемой полем в единице объема, т. е. определяется произведением VI , где V — потенциал, приложенный к единичному кубическому элементу объема, численно равный полю X , а I — ток, проходящий через единичный элемент объема, равный j_e . Отсюда

$$P = X j_e = X_0 \sin \omega t \frac{ne^2}{m} X_0 \frac{\sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{v^2 - \omega^2}}, \quad (4.14)$$

$$P = \frac{ne^2 X_0^2}{2m} \cdot \frac{(\cos \varphi - \cos 2\omega t)}{\sqrt{v^2 + \omega^2}}. \quad (4.15)$$

Постоянная скорость, с которой электроны получают энергию и передают ее в единицу объема газа, определяется с помощью временного усреднения данного выражения. Так как $\cos 2\omega t$ равен нулю, то, используя уравнение (4.9а), получаем

$$\bar{P} = \frac{ne^2 X_0^2}{2m} \cdot \frac{v}{v^2 + \omega^2}, \quad \text{т. е. } \propto X_0^2. \quad (4.16)$$

Аналогичное вычисление дает среднюю высокочастотную проводимость $\sigma = j_e/X = \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{v}{v^2 + \omega^2}$, достигающую максимума при $v = \omega$. Она равна реальной части комплексного выражения $\sigma = \frac{ne^2}{m(i\omega + v)}$. Сравнивая уравнение (4.16) со стационарным дрейфовым движением электронов в постоянном электрическом поле, где

$$P = X j_e = X = ne \left(\frac{e}{m} \tau X = \right) = \frac{ne^2 X^2}{mv}, \quad (4.17)$$

можно определить эффективное постоянное поле $X_{\text{эфф}}$, которое передало бы энергию электронам со скоростью, как и действительно приложенное высокочастотное поле, среднееквадратичное значение которого равно $X_{\text{с.к}} = X_0/\sqrt{2}$. Из уравнений (4.16) и (4.17) находим следующее соотношение:

$$X_{\text{эфф}}^2 = X_{\text{с.к}}^2 \frac{v^2}{v^2 + \omega^2} = X_{\text{с.к}}^2 \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (4.18)$$

Такое представление недавно было использовано в работах американских ученых [245]. Это выражение было составлено еще раньше Таунсендом и Гиллом [7], которые исходили из более детального изучения движения электронов при их свободном пробеге между соударениями. Они также указали на поразительное сходство между вторым видом выражения для поля и формулой, которая описывает многие свойства разрядов постоянного тока в присутствии магнитного поля H , когда ω заменяется частотой вращения $\omega_H = eH/mc$. Концепция эффективного поля может

быть полезной в ограниченном диапазоне частот и давления, так как она опирается на частоту приложенного поля и снижает число параметров, необходимых для последовательного описания пробы и потенциалов горения при различных давлениях и частотах в сосудах различной геометрии.

Понятие дрейфовой скорости, которое использовалось в уравнении (4. 4), неприменимо, если электрон совершает много колебаний до-соударения с молекулой газа, т. е. $v < f$, так как электронное облако в целом не дрейфует. В этом случае следует вычислять направленное перемещение электрона, рассматривая его движение между соударениями (согласно Таунсенду и Гиллу). Если v_0 — компонент хаотической скорости в направлении поля непосредственно после соударения, то выигрыш импульса на длине свободного пробега (интервал времени t) определяем из уравнения (4. 2). Потеря направленного импульса при последующем соударении равна $mv(1 - \cos \theta)$, если электрон рассеивается на угол θ с направлением поля. Если среднее направленное движение мало по сравнению с хаотическим движением, средняя величина v_0 равна 0; аналогично среднее значение фазы поля непосредственно после соударения также равно нулю. Интервалы времени t при свободном пробеге электронов распределяются вокруг среднего значения τ , так же как и свободные пробеги ($e^{-t/\tau}$), и если при более строгом подходе использовано среднее время для передачи импульса τ_m (соответствующее сечению Q_m , среднему свободному пробегу λ_m и частоте столкновения v_m с передачей импульса), то среднее значение $\cos \theta$ также равно нулю. Вычисление скоростей приращения и потерь импульса этим способом при соответствующем усреднении приводит к уравнению, похожему на уравнение (4. 4), и к тому же значению эффективного поля.

Электрон сталкивается с молекулами газа очень часто ($v \gg f$)

Так как этот случай является наиболее крайним из всех условий, рассмотренных в предыдущем разделе, то для получения движения электронов нужно во всех уравнениях лишь пренебречь ω в сравнении с v . Физически такое движение электрона полностью определяется подвижностью электронов b_e и всегда находится в фазе с полем, поэтому его можно описать уравнением

$$v_{\text{дрейф}} = \frac{dx}{dt} = b_e X_0 \sin \omega t, \quad (4. 19)$$

которое совпадает с уравнением (4. 9), если $\omega \ll v$, а подвижность b_e равна e/mv . Приведенное уравнение, однако, является более общим, так как оно может быть использовано с экспериментальными значениями подвижности. Электроны находятся в равновесии с полем в любой момент времени, и, следовательно, их

свойства, например распределение по энергиям, будут такими же, как и в разряде, под действием постоянного поля, равного мгновенному значению приложенного поля.

Неоднородные поля

Электрон, совершающий колебания в поле, величина которого меняется в пространстве и периодически во времени, подвергается действию асимметричной силы. Когда электрон движется в одном направлении от своего среднего положения, например в сторону более слабого поля, то он испытывает воздействие меньшей силы, а двигаясь в противоположном направлении, — большей. Если электроны перемещаются в пустоте, совершая в первом приближении простое гармоническое колебание (неоднородность поля является эффектом второго порядка), то сила, действующая на них, всегда направлена в сторону их центрального положения. Следовательно, помимо колебательного движения, электроны постоянно увлекаются в область слабого поля. Однако если давление газа велико и движение электронов определяется подвижностью, тогда, хотя колебания и будут асимметричными, их среднее положение не изменится, и суммарный дрейф в сторону других областей не возникнет.

Если $X_0 \sin \omega t$ — электрическое поле в некотором среднем положении при $x = 0$, то сила, действующая на свободный электрон в точке x его свободного пробега, выражается простейшей формулой:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = e \left(X_0 + x \frac{dX_0}{dx} \right) \sin \omega t. \quad (4. 20)$$

Если предположить, что член dX_0/dx мал, то, пренебрегая им, можно получить приближенное решение. Найдя $x = \frac{eX_0}{m\omega^2} \sin \omega t$ и затем подставляя его в уравнение (4. 20), получаем

$$\text{сила} = m \frac{d^2x}{dt^2} = eX_0 \sin \omega t + \frac{e^2}{m\omega^2} X_0 \frac{dX_0}{dx} \sin^2 \omega t. \quad (4. 21)$$

Усредненный за весь период первый член суммарной силы не определяет результирующую силу, среднее значение которой \bar{F} дает второй член:

$$\bar{F} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{m\omega^2} X_0 \frac{dX_0}{dx} = \frac{1}{4} \cdot \frac{e^2}{m\omega^2} \cdot \frac{dX_0^2}{dx}. \quad (4. 22)$$

Она направлена в сторону более слабого поля, не зависит от знака заряда и пропорциональна градиенту плотности энергии поля. Более точное решение можно получить, введя в уравнение (4. 20) постоянный член $f(x)$, выражающий силу, необходимую для того, чтобы воспрепятствовать центральному дрейфу. В резуль-

тате появляется уравнение Маттье, которое можно решить для колебаний с малыми амплитудами и малыми искаженными поля с тем же результатом, который приводился раньше. Более общее решение задачи движения зарядов в поле неоднородной электромагнитной волны приведено в работе [8].

*Проводимость и распределение электронов
по энергиям в ионизированной среде. Строгое приближение*

Теория, изложенная в предыдущих разделах, предполагает, что движение среднего электрона можно рассматривать как характерное для всех других электронов. Она применялась в различных формах многими авторами [9—14], которые для вычисления проводимости ионизованного газа использовали уравнения (4. 11) и (4. 13), хотя не все они учитывали соударения между электронами и молекулами газа. Многие авторы [4—6, 15—24] применяли точные методы расчета, основываясь на уравнении переноса Больцмана — Максвелла. Если из n электрон/см³ в элементе с координатами $x, x + dx; y, y + dy; z, z + dz, dn$ имеют векторную скорость \mathbf{v} с компонентами v_x, v_y, v_z , то

$$\frac{dn}{n} = f(x, y, z, v_x, v_y, v_z) dx dy dz dv_x dv_y dv_z. \quad (4. 23)$$

Тогда [25] (см. приложение 5) уравнение переноса имеет следующий вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f + \frac{eX}{m} \nabla_v f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{соударения}}, \quad (4. 24)$$

где правая сторона выражает скорость изменения f , обусловленную только столкновениями электронов с другими частицами, а ∇_r и ∇_v — операторы вектора градиента, имеющие компоненты $(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ и $(\partial/\partial v_x, \partial/\partial v_y, \partial/\partial v_z)$ соответственно. Вообще отношение dn/n можно считать постоянным в пространстве, и если поле направлено по оси x , то следует простейшее уравнение

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{eX}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial v_x} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{соударения}}. \quad (4. 25)$$

Правую половину можно записать в форме интеграла, включающего функцию f , хотя общего метода решения уравнения такого вида не существует. Однако в газе Лоренца, т. е. в смеси легких частиц среди более тяжелых, при условии, что если плотность легких частиц (электронов) мала, так что изменение их движения происходит полностью из-за соударений с тяжелыми частицами (молекулами газа), создаются более простые условия. Распределение по скоростям в этом случае приближается в изотропному, исключая незначительные эффекты направленного движения, вызываемые электрическим полем и диффузией. Приближенное

решение уравнения можно найти, разложив функцию f по сферическим гармоникам и взяв лишь два первых члена. Сделав подстановку в уравнение (4. 25) и приравняв соответствующие члены, можно вывести уравнение для изотропной части распределения, а также определить ее отношение к неизотропной части. Первое определяет среднюю энергию или электронную температуру, второе — средний дрейф, т. е. импульс, величина и фаза которого определяют проводимость и дисперсионный эффект (изменение диэлектрической постоянной) среды. В действительности полученные выражения зависят от предположений, сделанных при выводе члена $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)$ столкновения, т. е. от влияния упругих и неупругих соударений и изменения v с энергией электронов. Рассмотрим наиболее интересные результаты, полученные различными авторами.

Маргенау [4], предполагавший лишь упругие соударения и постоянный средний свободный пробег электронов, т. е. $v \propto v_{\text{хаотич}}$, нашел распределение по энергиям, которое можно представить в виде ряда, два первых члена которого выражают распределения Максвелла и Дрюйвестейна соответственно. В постоянном поле первый член (максвелловский) равен нулю, и результирующее распределение заменяется распределением Дрюйвестейна. Для слабых высокочастотных полей, в которых можно пренебречь ионизацией, распределение является максвелловским с температурой

$$T_e = T_{\text{газ}} + \frac{Me^2X_0^2}{6km^2\omega^2}, \quad (4. 26)$$

где M — масса молекулы газа. Для постоянного среднего времени между соударениями ($v = \text{const}$) результат аналогичен, но T_e можно выразить как

$$T_e = T_{\text{газ}} + \frac{Me^2X_0^2}{6km^2(v^2 + \omega^2)}. \quad (4. 27)$$

Таким образом, под действием высокой частоты максвелловское распределение создается при таких значениях поля, при которых в случае постоянного поля возникло бы распределение Дрюйвестейна. Это справедливо в однородных полях и при постоянной электронной плотности. Гольдштейн учел небольшой вклад неупругих соударений и нашел функцию распределения, которая аналогична функции Дрюйвестейна для постоянного поля. Он показал также, что при условии $\omega^2\lambda_e^2/eV_i \ll 1$ (V_i — потенциал ионизации газа), распределение для переменного поля с амплитудой X_0 является идентичным распределению, полученному в постоянном поле величиной $X = X_0/\sqrt{2}$. Подобные методы были распространены на случаи больших плотностей электронов (когда распределение всегда является максвелловским), пространственно неоднородных электрических полей и таких плотностей зарядов,

когда естественная резонансная частота ионов и электронов близка к частоте приложенного поля (см. гл. 7).

В малых полях, когда электроны имеют максвелловское распределение при температуре $T \approx T_{\text{газ}}$, точное выражение для комплексной проводимости можно получить с помощью табличной функции ошибок. В ограниченных пределах выражение оказывается очень простым.

1. Много колебаний поля на одно столкновение ($v \ll \omega$). Предполагается низкое давление газа и (или) высокая частота. Плотность тока электронов j_e в присутствии приложенного поля $X_0 \sin \omega t$ равна

$$j_e = \frac{16}{3} \cdot \frac{ne^2}{m\omega^2\lambda_e} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} X_0 \sin \omega t - \frac{ne^2}{m\omega} X_0 \cos \omega t. \quad (4.28)$$

В таком виде это выражение применяется для описания прохождения сантиметровых волн через ионизованный газ. Второй член соответствует току, создаваемому свободными электронами. Фанг [239], Маргенау и др. [240] предложили более простые методы вычисления проводимости газа под действием микроволнового излучения.

2. Много соударений на одно колебание ($v \gg \omega$). Предполагается высокое давление газа и (или) низкая частота. Тогда

$$j_e = \frac{4}{3} \cdot \frac{ne^2\lambda_e}{\sqrt{2\pi mkT}} X_0 \sin \omega t - \frac{ne^2\lambda_e^2\omega}{3kT} X_0 \cos \omega t. \quad (4.29)$$

В данном случае первый член — обычная формула подвижности Ланжевена.

Это точное выражение приводит к максимальному значению проводимости, когда

$$\omega\lambda_e \approx 6 \cdot 10^{13} \sqrt{kT}, \quad (4.30)$$

т. е. при соотношении, весьма близком к условию, когда частота соударений и приложенная частота равны, т. е. $v = \omega$. Данную теорию можно развить и на ее основе вычислить кривую, связывающую давление газа с потенциалом, необходимым для поддержания данного тока, аналогичную известной кривой Пашена. Для заданной частоты минимум кривой находится при таком давлении газа, при котором $v \sim \omega$.

Средняя энергия электронов и ее зависимость от частоты при высоком давлении газа

Вариации средней энергии электронов под действием переменного электрического поля изучали Таунсенд [26], позднее Энгель и Гаррис [27]. Если частота поля настолько высока, что электроны отдают лишь небольшое количество энергии молекулам газа между периодами поля, то средняя энергия будет почти

постоянна с небольшими периодическими пульсациями. При низких частотах средняя энергия будет изменяться с изменением поля; если ϵ — средняя энергия в некоторый момент t , то изменение $d\epsilon$ в последующий момент времени dt выражается разностью между увеличением энергии благодаря движению электронов в поле на расстоянии dx , и потерей при столкновениях с молекулами газа

$$d\epsilon = (eX_0 \sin \omega t) dx - k\epsilon v dt. \quad (4.31)$$

В данном случае k — среднее значение доли энергии, теряемой при соударении, и v — частота соударений. При больших давлениях дрейфовая скорость находится в фазе с полем

$$\frac{dx}{dt} = b_e X_0 \sin \omega t, \quad (4.32)$$

что приводит к

$$\frac{d\epsilon}{dt} + k\epsilon v = eb_e X_0 \sin^2 \omega t, \quad (4.33)$$

k — рассматривается как постоянная, равная значению для упругих столкновений ($2m/M$). Таунсенд предположил, что вариации ϵ невелики по сравнению со средним значением энергии, и с помощью разложения в ряд получил приближенное выражение

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{1}{4} \cdot \frac{k v}{\omega} \epsilon_0 \sin 2\omega t, \quad (4.34)$$

где ϵ_0 — постоянная средняя энергия, которую имели бы электроны при среднеквадратичном значении приложенного поля, т. е. в постоянном поле величиной $X = X_0/\sqrt{2}$. Возможно, что, поскольку электроны приобретают энергию в среднем независимо от направления поля, пульсации будут иметь частоту, в два раза большую частоты приложенного поля.

Гаррис и Энгель применили это уравнение к конкретному примеру с неоном, в котором v газа приблизительно пропорционально ϵ . В этих условиях уравнение сводится к выражению, которое можно решить с помощью функций Матье. На рис. 4. 2 показано одно из типичных решений. При низкой частоте поля пульсации составляют 100%, в то время как при высокой частоте пульсации малы, однако максимальная энергия для одинаковых значений приложенного поля в последнем случае меньше.

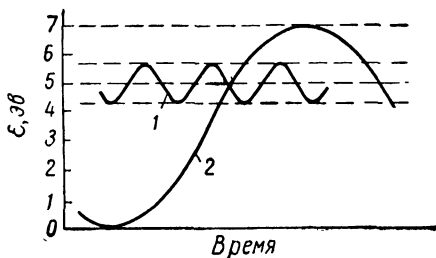


Рис. 4. 2. Изменение во времени средней энергии электронов в гелии при $X/p \sim 0,6$ в/см·мм рт. ст.:

1 — высокая частота; 2 — низкая частота [27].

Экспериментальные исследования. Общее рассмотрение

Уже около 50 лет известно, что газ можно сделать проводящим, если поместить его в быстро переменное электрическое поле. Некоторые ранние эксперименты были проведены Теслом [28], Видеманом и Эбертом [29], а также Дж. Томсоном [20], но систематически это явление не изучали почти до 1920 г. Использовали низкие давления газа вплоть до нескольких сантиметров ртутного столба и частоты до нескольких мегагерц. Измеряли потенциалы зажигания и горения, исследовали их зависимость от рода и давления газа, частоты приложенного поля и от расстояния между электродами. Геометрия приборов является важным фактором, поэтому многие исследователи использовали разнообразные конструкции.

Одни помещали электроды внутрь разрядной трубки, другие — с внешней стороны (возбуждение так называемого безэлектродного разряда). Очень важно установить различие между этими типами разрядов, так как их свойства могут иногда сильно отличаться. Наиболее распространенными конструкциями являются следующие.

1. Параллельные плоские электроды (внешние или внутренние) или коаксиальные цилиндрические электроды, между которыми создается известное электрическое поле. Разряды в длинных цилиндрических трубках часто поддерживаются неоднородным полем, создаваемым короткими внешними цилиндрическими электродами, расположенными на концах трубки.

2. Соленоид, окружающий разрядную камеру, обычно цилиндрической формы, через который протекает переменный ток. Электрическое поле X и ток разряда образуют замкнутую траекторию в разряде, а величина X определяется скоростью изменения магнитного потока, проходящего через площадь, ограниченную этой траекторией («кольцевой разряд»).

3. Резонатор для электрических полей с очень большими частотами (микроволны). Здесь распределение поля определяется способом возбуждения резонатора и видом колебания, а величина поля — из измерений мощности. Методы микроволновой техники требуют особого изучения. Применение этих методов для исследования разрядов детально изложено Брауном, Гольдом и Роузом [31, 32].

Разряды в первой и второй конструкциях часто называют E - и H -разрядами соответственно из-за их очевидной связи с простыми электрическими и магнитными полями. Их свойства подробно описаны в работе [33].

Очевидно, наилучшие возможности для изучения высокочастотных разрядов обеспечивает первая простейшая конфигурация однородного электрического поля, так как сильно облегчаются измерения величины поля, тока, потенциала, и т. д. и интерпретация результатов.

В ранних работах было предложено несколько объяснений механизма высокочастотного газового разряда. В некоторых по аналогии с тлеющим разрядом постоянного тока предполагалось, что каждый электрод или торцовые стенки трубки действуют в течение полупериода напряжения как катод и анод.

При низких частотах и не слишком малых давлениях полностью сформированный разряд действительно имеет яркие и темные области, а иногда и страты, сильно напоминающие тлеющий разряд (рис. 4. 3). Такое свечение возникает, когда амплитуда колебания электронного облака больше длины трубки. Работая при более высоких частотах и с более длинными трубками, Таунсенд и Гилл обнаружили сходство между безэлектродным разрядом и положительным столбом тлеющего разряда с тем единственным различием, что в первом случае ионизация создавалась электроном, движущимся в колеблющемся электрическом поле. Дж. Томсон [34] развил элементарную теорию, рассматривая движение свободного электрона в газе. Условия пробоя, как показал Дж. Томсон, создаются вследствие того, что электрон должен в некоторой точке своего пробега приобрести достаточную энергию для ионизации и столкнуться с молекулой газа до того, как он возвратит эту энергию полю. Аналогичная идея была предложена Дж. Томсоном [35] при объяснении безэлектродного кольцевого разряда, т. е. разряда в цилиндрической трубке, помещенной в соленоид. Эти теории, в какой-то степени полезные при качественном объяснении свойств разрядов, оказались

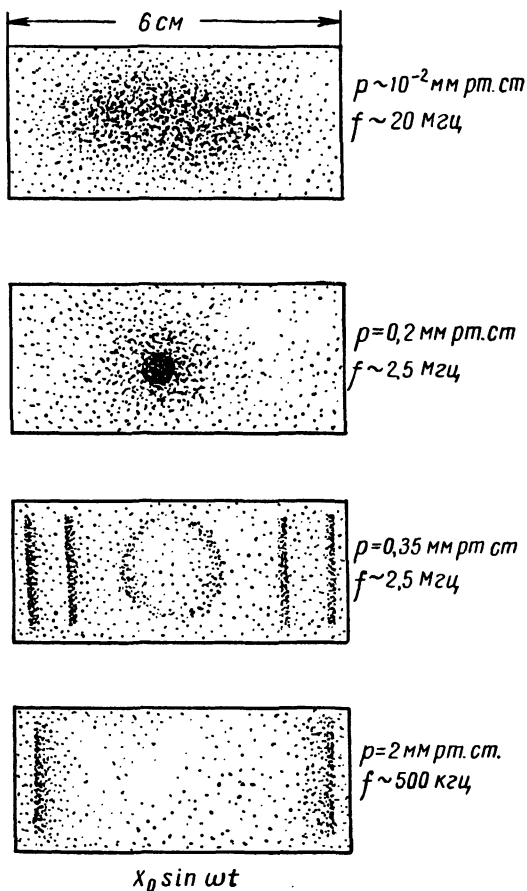


Рис. 4. 3. Типичный вид высокочастотных разрядов в цилиндрических стеклянных сосудах. Вдоль оси приложено однородное электрическое поле.

неспособными предсказать абсолютные значения поля зажигания и т. п. Некоторые авторы заметили двойной минимум на графике потенциала зажигания как функции давления, который возникает лишь при более низких частотах. Гилл и Дональдсон [36] показали, что это явление связано с размером и формой трубки. Одна из областей на графике, соответствующая крутому нарастанию потенциала зажигания, появляется благодаря большим потерям энергии в момент, когда электроны достигают стенок трубки. В более ранних работах также можно найти кривые с ложными максимумами, минимумами и точками перегиба, которые явились результатом схемных эффектов.

Разряды при низком давлении ($\lambda_e >$ размеров трубки)

Механизм пробоя

Разряд при низком давлении обладает отличительными свойствами. Потенциал зажигания очень мал (около 100 в) и его величина почти полностью определяется материалом и геометрией электродов (или стенок) в безэлектродном разряде. Он не зависит от природы и давления газа. Однако свойства развившегося разряда зависят от природы газа и почти совсем не зависят от явлений на стенках. Кроме того, имеется некоторая критическая частота для каждой разрядной трубки, называемая граничной частотой, ниже которой невозможно зажечь разряд, даже если прикладываются очень большие поля.

Эти свойства можно объяснить тем, что при низких давлениях электроны движутся вдоль трубки практически в вакууме, сталкиваясь со стенками чаще, чем с молекулами газа. Вначале электроны могут размножаться, только если они движутся туда и обратно между стенками камеры в резонансе с полем и сталкиваются со стенками достаточно энергично, чтобы выбивать вторичные электроны (иногда для определения описанного процесса пользуются термином «механизм размножения»). Элементарная теория такого движения была изложена Бакмарком и Бенгстоном [35], Гиллом и Энгелем [38], а также Хэтчем и Вильямсом [39]. Недавно были опубликованы некоторые уточнения этой теории [43—48, 228, 229].

Ясно, что для размножения электронов одновременно должно удовлетворяться два условия: электроны должны пересекать разрядную трубку в течение полупериода приложенного поля: в угловом измерении $\omega t = \pi$, где t — время пролета. Энергия электронов, когда они падают на электрод или на торцовую стенку, должна быть достаточно большой, чтобы эмитировался хотя бы один вторичный электрон на каждое соударение с поверхностью. Если δ — коэффициент вторичной эмиссии (отношение эмитируемых вторичных электронов к первичным бомбардирующим электронам), то теоретическим условием для размножения между бес-

конечными параллельными электродами является $\delta \geq 1$. На практике в разрядных трубках δ должно быть несколько больше единицы, чтобы компенсировать потери электронов. Потери происходят, во-первых, вследствие углового разброса эмитируемых электронов и, во-вторых, из-за отражения электронов от стенки назад без потери скорости. В результате некоторые вторичные электроны попадают на боковые стенки, а некоторые из-за очень большой начальной скорости выходят из резонанса с полем.

Предположим, что каждый вторичный электрон, уходящий с одной стенки (или электрода) в плоскости $x = 0$, обладает скоростью v_0 в направлении x , вдоль которого действует однородное высокочастотное поле $X_0 \sin \omega t$. Если все электроны уходят одновременно, когда фаза поля равна φ и занимают половину периода (время $t = \pi/\omega$), чтобы достичь противоположной стенки $x = d$, и вновь возвращаются со скоростью v , тогда условия для размножения электронов можно записать следующим образом:

$$\omega d = \left(v_0 + \frac{eX_0}{m\omega} \cos \varphi \right) \pi + \frac{2eX_0}{m\omega} \sin \varphi, \quad (4.35)$$

$$v = v_0 + \frac{2eX_0}{m\omega} \cos \varphi \geq v_{\text{критич}} \text{ для } \delta=1. \quad (4.36)$$

Для заданной частоты уравнения (4.35) и (4.36) имеют два решения, причем два значения φ дают два различных значения начального поля X_0 . Однако это не имеет большого значения, так как уравнения применимы только в ограниченных областях, определяемых другими физическими условиями.

Вторичная эмиссия электронов [40—42]

Некоторые важные характеристики вторичной эмиссии с электродов, имеющие большое значение в высокочастотном разряде при низком давлении, приведены на рис. 2.9 (см. также гл. 2). Кривая зависимости δ от энергии первичных, нормально падающих электронов имеет одинаковый вид для всех материалов с плохо обозначенным максимумом в области энергии электронов в несколько сот вольт. Металлы, имеющие на поверхности слой газа, дают высокие значения выхода вторичной электронной эмиссии; неровные поверхности, например сажа, дают очень низкие выходы с $\delta_{\text{макс}} < 1$. Если на эту кривую нанести линию $\delta = 1$, то ясно, что для веществ с большими выходами уравнение (4.36) может быть удовлетворено в большом диапазоне энергии и, наоборот, для веществ с максимальными выходами, лишь немного превосходящими единицу — в узкой области. Выходы значительно возрастают, когда первичные электроны падают на поверхность под некоторым углом, увеличиваясь на 50% и более, когда угол между первичным пучком и нормалью равен 60° . Из этого следует, что в описываемых разрядах электроны, скользящие вдоль боковых стенок, иногда могут значительно способствовать размножению.

Распределение вторичных электронов по энергиям приблизительно максвелловское с наиболее вероятной энергией 2—5 эв для большинства материалов. Кроме этого, небольшая часть первичных электронов отражается. Если ими пренебречь, то число вторичных электронов, эмитируемых в единице телесного угла в направлении θ к нормали, пропорционально $\cos \theta$, причем распределение не зависит от угла падения первичных электронов. Следовательно, большая часть вторичных электронов выходит перпендикулярно к поверхности.

Экспериментальные результаты

Рассмотрим основные экспериментальные результаты, показывающие зависимость поля зажигания от частоты или от длины волны. На рис. 4. 4 приведена зависимость $X_0 - f(\lambda)$, полученная

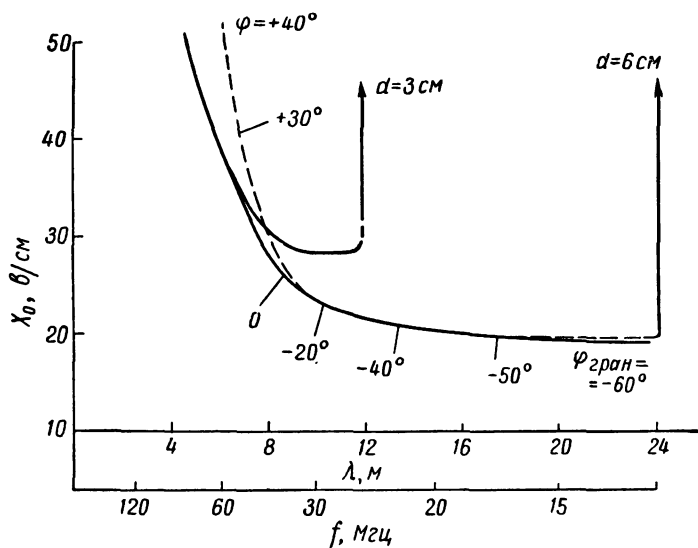


Рис. 4. 4. Пиковое значение поля зажигания, X_0 как функции длины волны для стеклянных цилиндрических трубок длиной d с плоскими торцами. Поле параллельно оси сосуда:

водород, $p = 1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. — — — эксперимент; — — — — простейшая теория. $X_0 \lambda \cos \varphi = \text{const}$ для $d = 6$ см и скоростей (выраженных через энергию) $v_0 = 7$ эв, $v = 93$ эв, $k = v/v_0 = 3,7$ [38]. (Из эксперимента следует, что $X_0 \lambda = \text{const}$, $\varphi = 0$.)

Гиллом и Энгелем в цилиндрических объемах с внешними электродами, а на рис. 4. 5 те же зависимости, полученные Хэтчем и Вильямсом с внутренними электродами. В последней работе определены два значения потенциала пробоя, одно измерено обычным способом, постепенным увеличением приложенного поля, другое — при импульсном включении большого поля с последующим медленным

его уменьшением. Другие экспериментаторы, применявшие внутренние электроды, также обнаружили, что, увеличивая потенциал, можно погасить полностью развившийся разряд. Эти эксперименты показали, что на графике зависимости поля от частоты существуют замкнутые области, вне которых нельзя ни зажечь, ни поддерживать разряд низкого давления. Эксперименты с внешними электродами, т. е. с «безэлектродными разрядами» не обнаружили

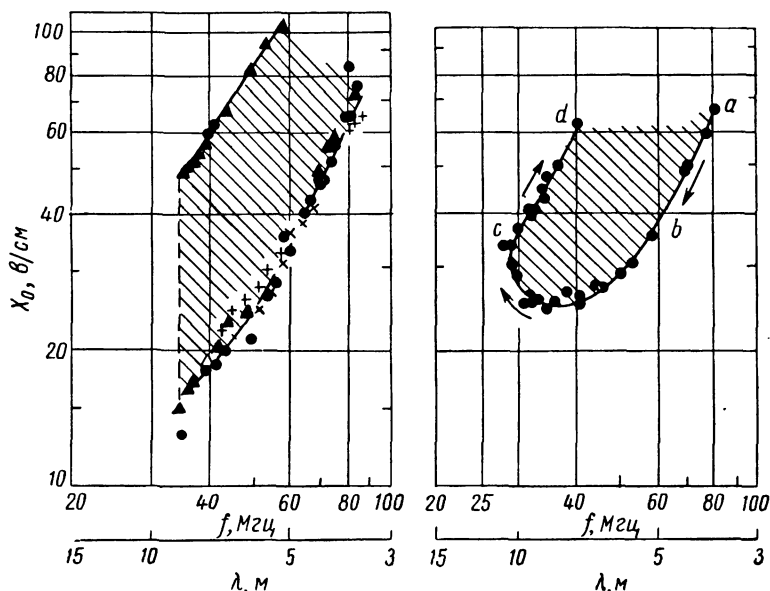


Рис. 4. 5. Логарифмические зависимости:

a — нижнего и верхнего значений напряженности поля пробоя для алюминизированных электродов в O_2 , $p \sim 10^{-3}$ мм рт. ст. (Расстояние между электродами равно 3 см, диаметр — 7,5 см; пунктирная линия обозначает граничную частоту. Область пробоя заштрихована); *b* — замкнутой кривой пробоя для электродов из серебра и меди в H_2 ; $p \sim 10^{-4}$ мм рт. ст. (расстояние между электродами 3 см, диаметр 6,5 см; последовательность данных обозначена стрелками) [39].

ни верхний потенциал зажигания, ни запираение разряда под действием увеличивающегося поля (за исключением крайне малых давлений) из-за причин, изложенных в гл. 3. Напряжения пробоя измеряли ламповым вольтметром или системой из диодов, соединенных с электростатическим вольтметром, который регистрирует таким способом предельное значение приложенного поля. В момент зажигания разряда возникает свечение, и приложенное напряжение резко падает из-за реакции на генератор и контур связи. При очень низких давлениях (меньше 10^{-4} мм рт. ст.) ток в разряде настолько мал, что для определения значения пробоя необходимы более точные методы.

Для детального теоретического объяснения полученных результатов следует вначале сократить число параметров, предполагая, что если v и v_0 , т. е. скорости первичных и вторичных электронов, приблизительно постоянны, то их отношение

$$k = \frac{v}{v_0} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{первичн}}}{\epsilon_{\text{вторичн}}}} \quad (4.37)$$

также постоянно.

Теперь уравнения (4.35) и (4.36) можно записать следующим образом:

$$v = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{2eX_0}{m\omega} \cos \varphi; \quad \text{или} \quad X_0 \lambda \cos \varphi = \text{const} \times v, \quad (4.38)$$

$$X_0 = \frac{\omega^2 d}{\frac{e}{m} \left(\frac{k+1}{k-1} \pi \cos \varphi + 2 \sin \varphi \right)}. \quad (4.39)$$

Чтобы получить кривую зависимости X от λ , близкую по форме к экспериментальной, за исключением участка кривой, соответствующей гашению разряда, уравнения (4.38) и (4.39) можно решить численным методом последовательных приближений для любого произвольного, но разумного значения k (Гилл и Энгель брали в качестве примера k , равное 10 или 5). Явление гашения разряда возникает потому, что при низких частотах (при больших длинах волн) электроны должны уходить со стенок при более отрицательных фазах для того, чтобы пройти всю длину трубки за полупериод. Поле с отрицательными значениями φ , пока оно не изменило направление, противодействует движению электронов в направлении x . Начальная скорость электронов позволяет им пройти лишь небольшое расстояние против сил поля, затем они поворачивают назад, ускоряясь в направлении $x = 0$, до тех пор пока обратное поле не затормозит их движение и не направит, наконец, в нужном направлении (рис. 4.6). Наибольшим допустимым значением $-\varphi$ является такое, при котором электроны возвращаются на стенки, т. е. точкой второго поворота является $dx/dt = 0$ при $x = 0$. (При более отрицательных фазах точка второго поворота теоретически находится при отрицательных значениях x . Это означает, что электроны увлекаются назад к стенкам с очень малой скоростью и прилипают к ним, поэтому никакое размножение произойти не может.) Это ограничивающее условие, если его учитывать в уравнениях (4.38) и (4.39), приводит к выражениям, которые снова можно решить численным методом последовательных приближений и получить значения граничной фазы и частоты. Однако получить можно лишь относительные их значения, так как k — варьируемый параметр и для сравнения

теоретической кривой с экспериментальной необходимо, чтобы они совпадали в одной точке. Например, Гилл и Энгель отмечают, что поскольку $X_0 \lambda \cos \varphi$ — константа, то $X_0 \lambda$ имеет минимальное значение при $\varphi = 0$. Экспериментальные значения X_0 и λ , которые дают минимальное произведение $X_0 \lambda$, подставляли в уравнения при $\varphi = 0$. Таким образом, было найдено значение $k \approx 4$ и получено отличное совпадение (в пределах нескольких процентов) с экспериментальной кривой и граничной длиной волны, правда, только для отрицательных фаз. Для положительных фаз теоретическая кривая оказалась более крутой, чем экспериментальная, следующая закону $X_0 \lambda = \text{const}$. Причиной расхождения явилось то, что в применявшихся трубках электроны могли размножаться,

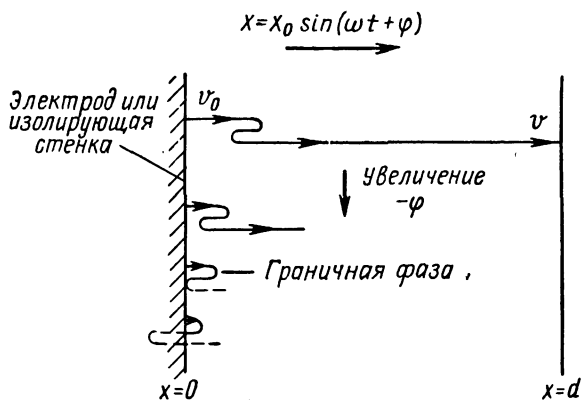


Рис. 4. 6. Траектории электронов, движущихся от $x=0$ при отрицательной фазе поля [38].

ударяясь о боковые стенки, и при прохождении более коротких расстояний им требовалось для размножения меньшее поле. Для трубок, у которых боковые стенки расположены далеко друг от друга, теоретические и экспериментальные кривые совмещались лучше.

В сосудах сферической формы, помещенных в однородное поле, кривая пробоя согласуется с теоретической на участке между граничной длиной волны и приблизительной длиной волны, для которой $\varphi = 0$. Для более коротких длин волны $X_0 \lambda$ остается постоянным потому, что в сферическом объеме у электронов оказывается непрерывная область d , измеряемая хордами длиной от нуля до диаметра сферы. От $\lambda_{\text{граничн}}$ и ниже до длины волны, при которой $\varphi = 0$, электроны пересекают диаметр, но при более коротких волнах необходимая скорость возвращения v может быть получена при меньшем значении поля, если φ остается равным нулю [уравнение (4. 38)]. Уравнение (4. 35) показывает, что если λ уменьшается, а φ по-прежнему остается равной нулю, то электроны проходят за полупериод более короткое расстояние,

скажем d' , и размножаются вдоль хорды, длина которой равна d' .

Изложенная теория вытекает из рассмотрения уравнения (4. 36) в предположении, что удовлетворяется наиболее жесткое условие, при котором электроны должны сталкиваться со стенками с энергией, достаточной для создания более чем одного вторичного электрона. Согласие с опытными данными показывает, что в некоторых экспериментах условие соблюдается. Однако это не всегда так, и, следуя Хэтчу и Вильямсу, мы рассмотрим, кроме того, какое значение поля необходимо для удовлетворения условия резонанса.

Уравнение (4. 39) дает минимальное значение X_0 при определенных ω и d , когда выражение в скобках (знаменатель) достигает максимума. Это происходит, когда

$$\varphi = \arctg \left(\frac{k-1}{k+1} \cdot \frac{2}{\pi} \right). \quad (4. 40)$$

Если $\ln X_0$ нанести на график в зависимости от $\ln \omega$ (или логарифма частоты), то уравнение (4. 39) можно изобразить в виде прямой линии, тангенс угла наклона которой для каждой фазы равен двум. Предполагая, что линейная часть нижней экспериментальной кривой пробоя соответствует наименьшему значению поля, под дей-

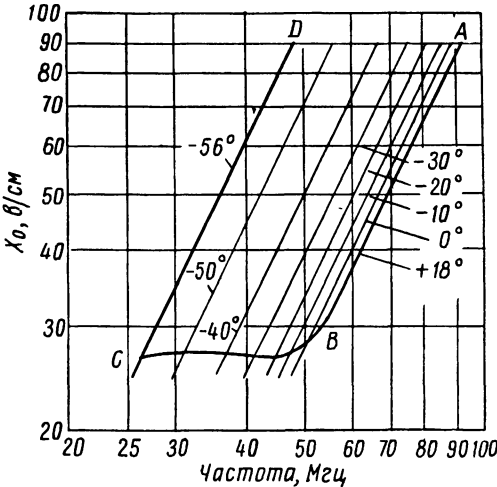


Рис. 4. 7. Логарифмическая зависимость, показывающая теоретический расчет области пробоя:

расстояние между электродами 3 см; $v = 60$ эв, $v_0 = 6,6$ эв ($k = 3$). Тонкие линии соответствуют границе теоретической области пробоя [39].

ствием которого электроны пересекают пространство между электродами в течение полупериода, теорию и эксперимент можно привести в соответствие, выбрав $k = 3$ и $\varphi = +18^\circ$ (для электродов, расположенных на расстоянии 3 см). Для фаз, более отрицательных, чем $+18^\circ$, можно начертить аналогичные линейные зависимости $\ln X_0 - \ln f$, каждая из которых обозначает прохождение электронов за полупериод, начиная движение с выбранной фазы (рис. 4. 7). Критическое условие достигается при граничной фазе. В этом случае для заданной частоты приложение поля, большего, чем значение, соответствующее последней верхней прямой, потребовало бы, чтобы электроны для прохождения через поле в течение полупериода начинали свое движение в фазе, более отрицательной, чем граничная. Было найдено, что эта критическая линия хорошо совпадает с верхней экспериментальной кривой пробоя.

Можно показать, кроме того, что в пределах почти всей области, занятой этими линиями, условие $\delta \geq 1$ легко удовлетворяется. Однако при уменьшении одновременно и поля, и частоты для каждой фазы наступает предел, ниже которого поле уже неспособно сообщить электронам достаточное количество энергии соударения.

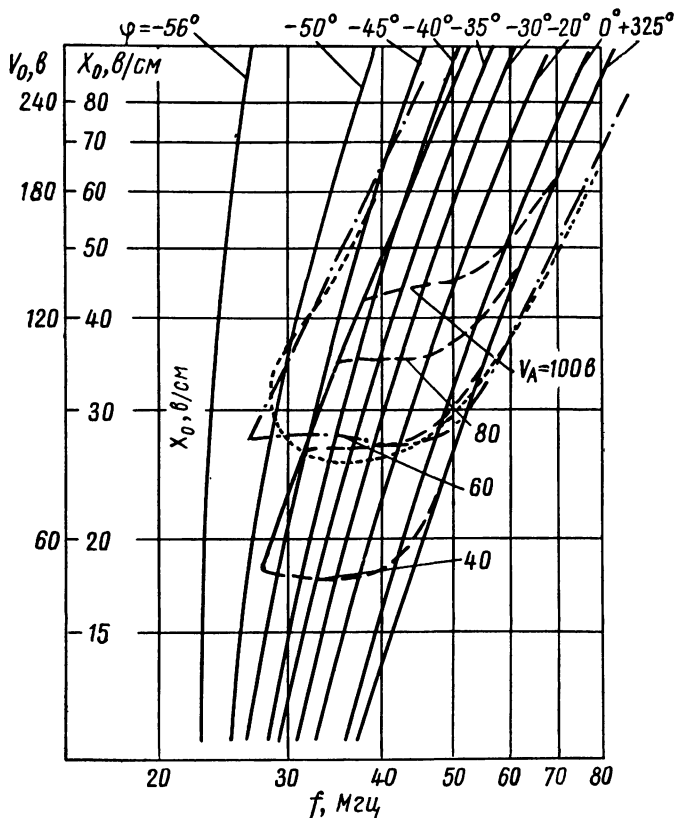


Рис. 4. 8. Логарифмическая зависимость пролетов электронов и областей пробоя для различных значений энергий электронов V_A у стенки [43]:

— и — — — — расчетные данные Кребса и Меербаха;
 . . . — экспериментальные и — . . . — — теоретические данные Хэтча и Вильямса.

Соединяя эти точки на рис. 4. 7, получаем кривую BC . Таким образом, образуется пространство, ограниченное предельными условиями, обозначающее область пробоя.

Из рис. 4. 8 видно хорошее соответствие между этой теорией и экспериментом, а также аналогичными теоретическими кривыми, полученными Кребсом и Меербахом [43].

Граничная частота

Здесь теоретические и экспериментальные результаты многих авторов хорошо согласуются, давая

$$\left. \begin{aligned} f_{гр} &= \frac{C}{d} \left[\approx \frac{79}{d}, f(\text{Мгц}), d(\text{см}) \right]; \\ \lambda_{гр} &= C'd [\approx 3,8 \cdot d, \lambda(\text{м}), d(\text{см})], \end{aligned} \right\} \quad (4.41)$$

где d — расстояние между электродами или стенками камеры. Эти выражения могут быть получены из общего подобия или алгебраическими преобразованиями уравнений при $\varphi_{гр}$, не зависящей от частоты, и исходя из того, что при отсечке разряда удовлетворяются оба условия $\omega t = \pi$ и $v = \text{const} = v_{\text{критич}}$ для $\delta = 1$. Приложенное напряжение при отсечке разряда является константой и не зависит от расстояния d или от частоты.

Если $\epsilon_{\text{критич}}$ — критическая энергия для $\delta = 1$, то выражения имеют вид:

$$V_{гр} = \frac{\epsilon_{\text{критич}} (k-1)^2 \left(\frac{k+1}{k-1} \pi \cos \varphi_{гр} + 2 \sin \varphi_{гр} \right)}{2k^2 \cos^2 \varphi_{гр}}, \quad (4.42)$$

$$f_{гр} = \frac{(k-1) \left(\frac{k+1}{k-1} \pi \cos \varphi_{гр} + 2 \sin \varphi_{гр} \right) \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{критич}}}{8m}}}{k\pi d \cos \varphi_{гр}}. \quad (4.43)$$

Дальнейшее развитие эксперимента и теории

Эффект поперечного движения. Здесь прежде всего следует сделать различие между устройствами с внутренними и внешними электродами. В разрядной трубке с внутренними электродами, у которой стенки удалены далеко друг от друга, электроны, движущиеся в боковых направлениях, легко уходят из разрядного пространства. Этот источник потерь электронов становится еще большим с уменьшением диаметра электродов (расстояние между ними остается постоянным). Так как потери необходимо компенсировать, поле, при котором наступает зажигание, увеличивается. Увеличивается также и граничная частота. Общий вид кривых $X_0 - \lambda$ или $X_0 - f$ остается неизменным. Однако в безэлектродном разряде на боковых стенках происходит не только потеря электронов, но в некоторых благоприятных условиях они являются источником вторичных электронов, когда вступают в действие наклонные траектории, более короткие, чем длина сосуда. В таких условиях электроны никогда не начинают движение в положительные

фазы поля, а всегда, когда это возможно, в фазы $\varphi = 0$, давая при более высоких частотах кривую $X_0\lambda = \text{const}$.

Экспериментально очень трудно создать идеальные условия для сравнения с теориями в одном измерении. Если цилиндрический сосуд поместить между большими плоскими параллельными электродами, то поле окажется однородным, но тогда боковые стенки будут влиять на механизм разряда. Если электроды поместить

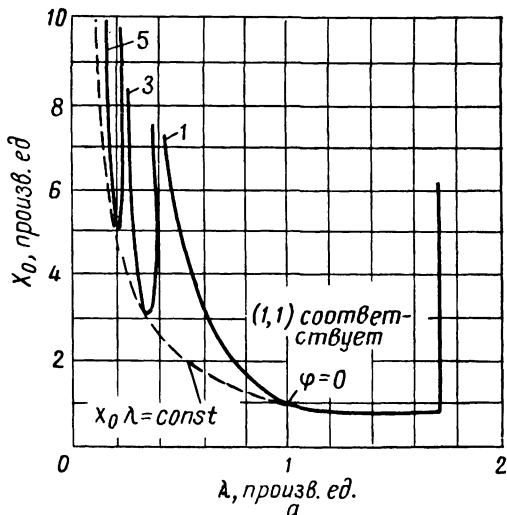
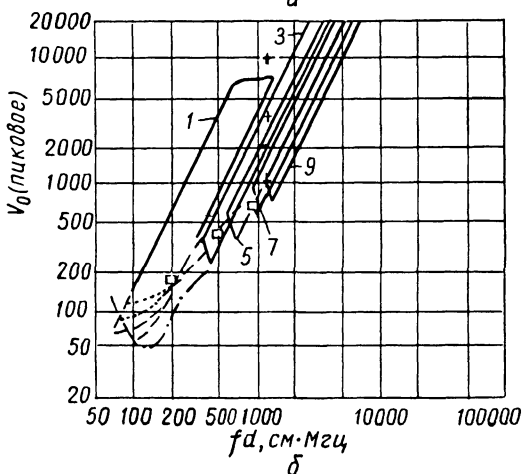


Рис. 4.9. Поле зажигания как функция длины волны, вычисленное для времени пролета электронов за 1, 3 и 5 полупериодов ($k = 10$) [38] (а) и сравнение различных данных (включая некоторые последние работы [228, 229] с простой теорией, согласно которой области пробоя соответствуют пролетам электронов за 1, 3, 5, 7, 9, ... полупериодов [228] (б):

- — — — — по данным Гуттона;
- по данным Гилла, Энгеля;
- - - - - по данным Хэтча Вильямса;
- — по данным Герлина, Брауна;
- + — по данным Гувера, Смитера;
- — — — — простейшая теория.



внутри широкого сосуда, тогда боковые стенки перестают влиять на разряд, но в этом случае поле на краях оказывается неоднородным. Больше того, при измерении потенциалов зажигания это явление нельзя устранить применением охранных колец; всегда имеется вероятность того, что разряд возникнет в неоднородной области и

распространится внутрь. Определить это можно было бы лишь с помощью измерений во времени, показывающих, предшествовал ли разряд между охранными кольцами разряду в главном зазоре.

Сверхвысокие частоты. При очень высоких частотах требуются большие электрические поля для соблюдения условия резонанса, однако размножение электронов может происходить, если время пролета выражается любым нечетным кратным числом полупериодов ($\omega t = n\pi$, где $n = 1, 3, 5, \dots$).

На рис. 4. 9 показаны теоретические кривые пробоя с несколькими граничными длинами волн для n , равного 1, 3, 5. Пунктирная

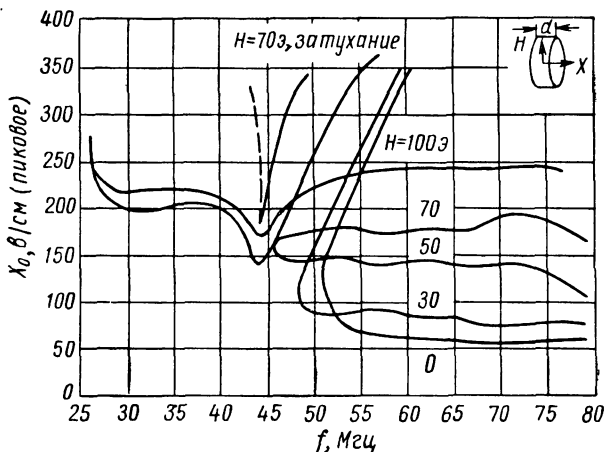


Рис. 4. 10. Электрическое поле пробоя в зависимости от частоты для различных значений магнитных полей H в цилиндрической разрядной трубке диаметром 1,6 см. Двухзначные кривые окружают область разряда.

кривая построена по экспериментальным данным, полученным в цилиндрической стеклянной трубке, подчиняется на большей части длины закону $X_0\lambda = \text{const}$, показывая тем самым, что электроны выбирают такую комбинацию кратности и длины пробоя, при которой исключено зажигание разряда в положительных фазах.

Наложение постоянных полей. Было найдено, что наложение постоянного электрического поля, параллельного высокочастотному полю, может затруднить возникновение разряда. Небольшое постоянное магнитное поле, перпендикулярное высокочастотному электрическому полю, также приводит к увеличению поля пробоя и уменьшению граничной частоты, но оно не меняет общую форму кривой $X_0 - \lambda$ [44, 45] (рис. 4. 10). Такое действие магнитного поля объясняется увеличением потерь из-за поперечного движения, создаваемого искривлением электронных путей, а также увеличением времени пролета, эквивалентным удлинению трубки.

В сильных магнитных полях потенциал зажигания почти не зависит от частоты. Разряд при очень низком давлении (10^{-5} мм рт. ст.), раз возникнув, может быть погашен увеличением электрического поля или уменьшением магнитного поля.

Проверка теории

Область давления. Можно ожидать, что теория окажется несостоятельной, когда длина среднего свободного пробега электронов становится сравнимой с длиной сосуда (для сосуда размером несколько сантиметров длина свободного пробега сравнима с его размером при $p \sim 10^{-2}$ мм рт. ст. для большинства газов). И, действительно, это было подтверждено экспериментально Хэтчем и Вильямсом [46]. При частотах выше граничной кривые зависимости потенциала зажигания от давления для воздуха, He и H_2 приблизительно следуют кривой Пашена, но в области низкого давления 10^{-2} — 10^{-6} мм рт. ст. переходят в горизонтальную прямую (X_0 не зависит от p).

Материал электродов. Покрытие электродов или стенок на торцах трубки веществом с малой вторичной эмиссией (черным палладием или сажей) приводит к сильному увеличению поля зажигания или вообще исключает всякую возможность вызвать разряд.

Энергии электронов. Энергия, с которой электроны попадают на электроды, измеряют пропусканием небольшой их части через малое отверстие на коллектор с задерживающим потенциалом [46—48]. Были обнаружены электроны с энергией 100 эв при пиковом значении поля высокой частоты 150 в и группы электронов с энергиями, соответствующими времени пролета в $3/2$ периода. Разброс по энергиям электронов хорошо совпал с теорией.

Развитие и поддержание разряда низкого давления

Теория и эксперименты, которые описывают условия зажигания разряда, не касаются переходной стадии от процессов, протекающих на стенках камеры до окончательного состояния, когда возникает светящаяся область, изучающая характерный спектр газа, причем процессы на стенках в этом состоянии или вообще не играют никакой роли, или весьма незначительны. Для изучения развития безэлектродного разряда и для измерения проходящего через него тока были поставлены эксперименты [49], в которых использовалась мостовая схема, позволившая избежать относительно больших емкостных токов, проходящих между внешними электродами. Для измерения скорости нарастания тока использовали импульсный высокочастотный источник, синхронизированный с осциллографом. На рис. 4. 11 приведена огибающая высокочастотного тока в водороде и гелии при двух различных значениях давлениях, причем ко всем четырем разрядам прикладывался одинаковый потенциал (потенциал зажигания). Ясно, что, хотя начальные

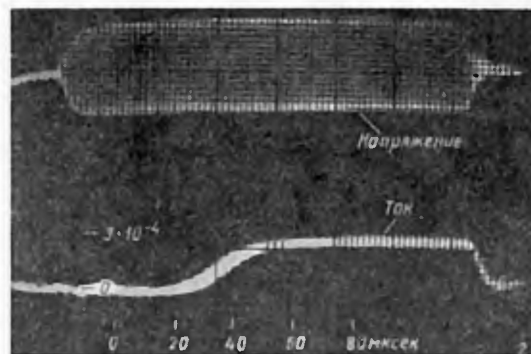
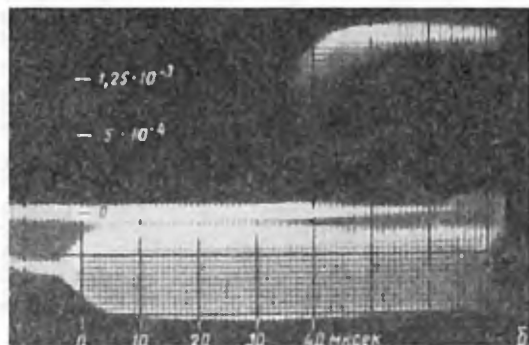
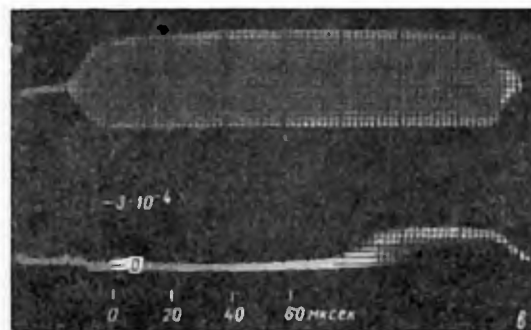
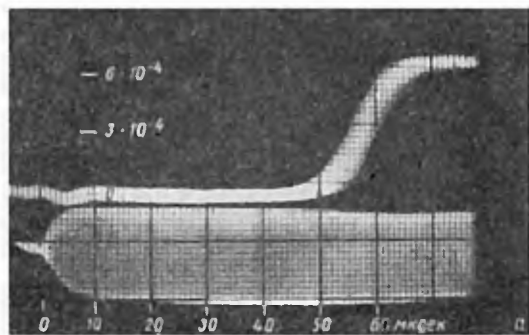


Рис. 4. 11. Нарастание тока в безэлектродных разрядах в водороде и гелии в цилиндрическом перексовом сосуде, помещенном между параллельными пластинками. Длина сосуда 6 см; частота 17 МГц ($\lambda \sim 18$ м). Потенциал зажигания 114 в:

а — He, $p = 12 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; б — H₂, $p = 12 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; в — He, $p = 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; г — H₂, $p = 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

условия одинаковы во всех разрядах, скорость нарастания тока и его конечные значения увеличиваются с увеличением давления в газе и достигают наибольших значений в том газе, у которого более крутая кривая вероятности ионизации. Было показано

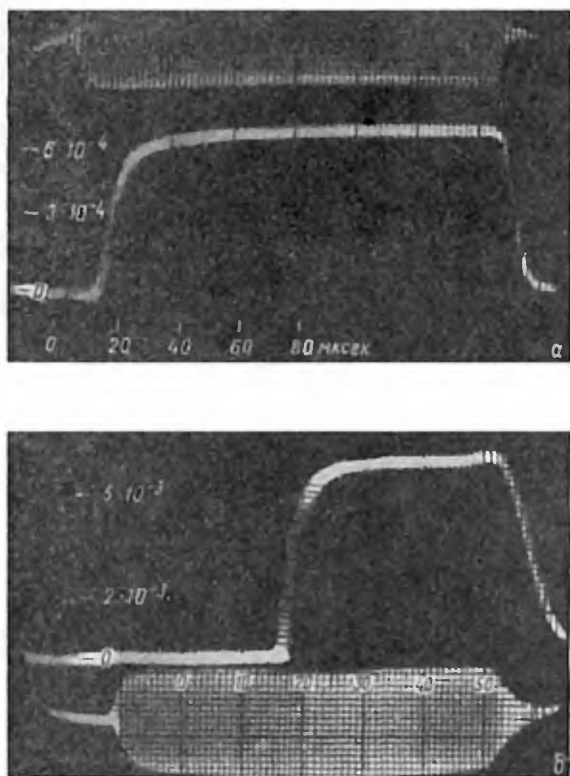


Рис. 4. 12. Действие избыточного потенциала и изменения частоты на скорость нарастания тока:

a — He, $p = 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; $\lambda = 18$ м; 20% превышения потенциала, (Сравните с рис. 4. 11, *г*, заметно более быстрое нарастание и уменьшение разброса с увеличением потенциала.); *б* — H₂, $p = 12 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; $\lambda = 15$ м ($f = 20$ Мгц). Потенциал зажигания 116 в (Сравните с рис. 4. 11, *б*, заметно более быстрое увеличение тока и большее равновесное значение при высокой частоте.) [49].

также, что ток увеличивается до больших значений быстрее при избыточном потенциале и с увеличением частоты прикладываемого поля (рис. 4. 12).

Объяснить эти результаты можно следующим образом [49—51]. Сначала количество электронов увеличивается под действием вторичной эмиссии с торцовых стенок. Затем следует принять во внимание эффект положительного заряда на стенках камеры, возникающий в тех случаях, когда со стенок уходит большее число элек-

тронов, чем попадает на них ($\delta > 1$). Этот эффект замедляет электроны при последующем выходе и меняет их распределение по фазе. Можно показать, что для дальнейшего размножения необходимо поддерживать не только полное число электронов, но и их распределение по фазам. За несколько пробегов вдоль трубки электрон случайно столкнется и ионизует молекулу газа. Поскольку относительно тяжелые ионы практически остаются неподвижными, после нескольких полупериодов в трубке возникает концентрация положительных ионов, и как показывает более тщательный анализ, с некоторым превышением в центре камеры. До этого момента эффективное размножение электронов при каждом прохождении их через трубку равно $\delta' (1 - a)$, где δ' — коэффициент вторичной эмиссии, необходимый для восполнения потерь на боковых стенках трубки, а также потерь из-за разброса по энергиям эмитируемых электронов. Множитель a выражает небольшую часть электронов ($a \ll 1$), которая теряется при их выпадении из фазы, когда они ионизуют молекулы газа. Зависимость тока от времени можно выразить как

$$j \propto [\delta' (1 - a)]^t. \quad (4.44)$$

Второй этап увеличения тока осуществляется, когда пространственный заряд положительных ионов достаточно велик, чтобы влиять на движение электронов. В результате этого их скорость в газе, а следовательно, и скорость ионизации увеличиваются, в то время как уменьшается их скорость при столкновении со стенками трубки, т. е. уменьшается вторичная эмиссия. Оба процесса, создающие новые электроны, в равной степени важны. Результаты теории, учитывающей эти процессы и сравнение с экспериментом, показаны на рис. 4. 13.

Все электроны, полученные при вторичной эмиссии, теряются на стенках и заменяются электронами, возникающими при ионизации, которые совершают вынужденные колебания в фазе с полем вокруг центрального положительного пространственного заряда. Они движутся в слое с амплитудой, значительно меньшей, чем длина камеры; этот слой постепенно расширяется из-за взаимного отталкивания, и электроны оседают на торцовых стенках со скоростью, равной скорости их возникновения при ионизации газа. Можно вычислить скорость этих процессов, а также их зависимость от частоты и амплитуды движения электронов. Расчеты хорошо согласуются с измерениями токов. Это третий этап осуществляется только при больших давлениях порядка 10^{-3} мм рт. ст. При давлениях менее 10^{-4} мм рт. ст. ионное облако оказывается недостаточно плотным, чтобы поддерживать колебания электронов.

Такое рассмотрение объясняет, почему увеличение поля при малых давлениях запирает разряд между внешними электродами, но не гасит безэлектродный разряд. Сильный отрицательный заряд на стенке в безэлектродном разряде помогает пространственному

заряду ионов уменьшить амплитуду электронов, снижая тем самым потери электронов и способствуя быстрому увеличению тока. Электроны, попадающие на металлические электроды, расположенные внутри трубки, не создают подобных полей. В безэлектродном разряде, кроме того, очень трудно измерить верхний потен-

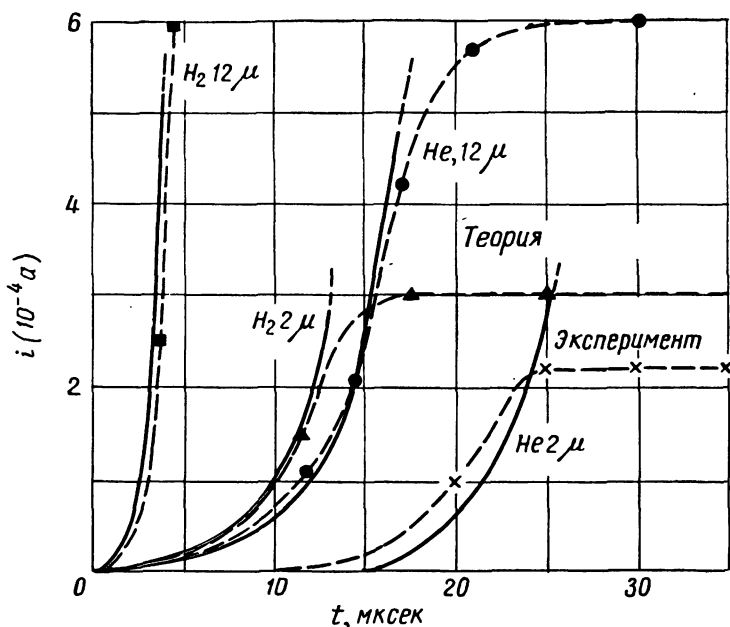


Рис. 4. 13. Теоретическая и экспериментальная зависимости тока от времени в гелии и водороде при двух различных давлениях.

циал пробоя, потому что не так легко высокочастотное поле увеличивать настолько быстро, чтобы разряд не возник в течение переходного процесса. При низком давлении газа ($\sim 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$) разряд протекает в основном так же, как первоначальный процесс на стенках. В последнем случае удается измерить потенциал запириания разряда [44].

Высокочастотный разряд большого давления. Теория диффузии [245]

Разряды такого типа возникают, когда средний свободный пробег электронов и амплитуда их колебаний значительно меньше длины сосуда. В этих случаях давление газа и приложенная частота должны превышать определенные критические значения для заданной геометрии. В сосудах обычных размеров $p > > 10^{-2} \text{ мм рт. ст}$ и $f > 100 \text{ Мгц}$. Разряды этого типа во многих отношениях являются простейшими из всех высокочастотных

разрядов, потому что в них протекают только два процесса (по крайней мере в разрядах с низкой концентрацией зарядов): ионизация, создаваемая электронами при соударении с молекулами газа, и диффузия электронов и ионов к стенкам камеры. В некоторых газах электроны интенсивно захватываются молекулами газа. Однако обычно потери при рекомбинации незначительны, за исключением случая большой концентрации зарядов.

Пробой

Необходимым условием возникновения разряда является состояние, при котором в среднем каждый электрон при ионизационном соударении создает новый электрон за время, которое он затрачивает на диффузию к стенкам камеры. Если D_e коэффициент диффузии электронов, а ν_i — число ионизующих соударений, испытываемых каждым электроном в 1 сек, т. е. частота ионизационных соударений, тогда критическим условием для умножения небольшой концентрации n_e электронов, иначе условием, необходимым для создания разряда, является

$$D_e \nabla^2 n_e + \nu_i n_e = 0. \quad (4.45)$$

Первый член выражает скорость, с которой электроны под действием диффузии погибают на стенках, а второй — скорость, с которой создаются новые электроны под действием процесса ионизации в газе. В качестве примера рассмотрим газ, находящийся между бесконечными параллельными пластинками, с расстоянием d между ними, в котором под действием внешнего излучения однородно по всему объему создается небольшое число Q электронов и ионов в 1 $см^3$. Скорость увеличения плотности электронов можно выразить как

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = Q + \nu_i n_e + D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2}, \quad (4.46)$$

где n_e — функция координат и времени. Обычно Q рассматривается как малая величина, а развитие разряда — настолько медленным, что величиной $\partial n/\partial t$ можно пренебречь. Измеряя x от центральной плоскости и предполагая плотность электронов на стенках равной нулю, приходим к следующему решению:

$$n_e = \frac{\frac{4}{\pi} Q \cos \frac{\pi x}{d}}{D_e \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 - \nu_i}. \quad (4.47)$$

Плотность электронов увеличивается до очень высоких значений независимо от внешнего излучения, когда

$$D_e \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 = \nu_i, \quad (4.48)$$

что является решением уравнения (4.45).

Следует отметить, что если Q — не настолько малая величина и меняется по объему, то полное решение уравнения (4. 46) может дать очень быстрое увеличение n_e , хотя теоретически и не до бесконечности, еще до того, как будет достигнуто условие (4. 48). В этом случае другие процессы, например такие, как амбиполярная диффузия, могут способствовать переходу к состоянию пробоя. Отсюда можно ожидать, что условия для пробоя, зависят от величины внешнего излучения, что и было обнаружено [53—55].

При высоких давлениях, когда электроны дрейфуют в поле как единое облако, частоту ионизации можно выразить с помощью коэффициента ионизации Таунсенда α , так как

$$v_i = \alpha v_{\text{дрейф}} = \alpha b_e x, \quad (4. 49)$$

где b_e — подвижность электронов. Тогда равенство (4. 48), согласно Гольдштейну, примет вид

$$(pd)^2 = \frac{\pi^2 k T_e}{e \left(\frac{X}{p}\right) \left(\frac{\alpha}{p}\right)} \quad (4. 50)$$

при условии, что приложенная частота больше частоты упругих соударений и меньше частоты неупругих соударений. Распределение электронов по энергиям такое же, как и для статического поля, и равно среднеквадратичному значению приложенного поля, так что можно использовать значения α/p , T_e , измеренные в статических полях.

Более общим решением для сосуда любой геометрии в однородном поле является

$$v_i = \frac{D}{L^2}, \quad (4. 51)$$

где L — длина диффузии [56].

Если τ — среднее время жизни электрона до его попадания на стенку, то

$$\tau D = L^2. \quad (4. 52)$$

Для сосудов различной конфигурации L можно представить в виде простого выражения, например для цилиндра длиной d и радиусом r ,

$$\frac{1}{L^2} = \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{2,405}{r}\right)^2. \quad (4. 53)$$

Для двух параллельных пластинок с расстоянием d между ними, шириной a и бесконечной длиной

$$\frac{1}{L^2} = \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{a}\right)^2. \quad (4. 54)$$

Простые физические соображения показывают, как должно изменяться поле зажигания. Чем больше сосуд или чем больше расстояние между электродами, тем меньше поле, необходимое для возникновения разряда, так как в этом случае у электрона имеется большая вероятность произвести ионизацию до того, как он уйдет на стенки.

Можно также предсказать форму зависимости потенциала пробоя V_s от давления. При высоком давлении (много соударений на колебание) условие высокочастотного пробоя аналогичны условиям пробоя в постоянном поле: электроны получают небольшое количество энергии $X\lambda_e$ на длине свободного пробега и теряют ее при упругих столкновениях. С увеличением давления уменьшается энергия, приобретенная на длине каждого среднего свободного пробега. Однако для поддержания скорости ионизации требуется почти постоянная средняя энергия. Следовательно, X должно расти примерно пропорционально $1/\lambda_e$, т. е. давлению. Это и есть хорошо известная правая ветвь кривой Пашена. С увеличением частоты эта кривая будет проходить при более низких потенциалах, так как амплитуда дрейфового движения электронов уменьшается и еще больше уменьшаются создаваемые этим движением и без того малые потери на стенках.

Далее, по мере снижения давления потенциал зажигания будет уменьшаться до тех пор, пока не будет достигнуто одно из двух критических условий, зависящих от размера сосуда и приложенной частоты. Может случиться, что в имеющемся пространстве столько молекул, что электрон испытывает слишком мало ионизирующих соударений до ухода на стенку, в то время как частота поля мала по сравнению с числом упругих соударений. Дальнейшее уменьшение давления требует для пробоя большего поля. Такое поведение поля пробоя является точным высокочастотным эквивалентом кривой потенциала пробоя в статических условиях в том смысле, что минимум возникает по тем же физическим причинам. Исходя из этих соображений, вся кривая для большей частоты должна лежать при более низком потенциале, а минимум должен быть сдвинут в сторону низких давлений.

Однако при более высоких частотах снижение давления может привести к состоянию, когда электрон, прежде чем столкнуться с молекулой газа, совершит в поле много колебаний. В то же время в сосуде еще остается достаточная плотность газа для ионизации электронами до того, как они продиффундируют к стенкам. Между соударениями электроны колеблются со сдвигом фазы на 90° по отношению к полю и в среднем не приобретают никакой энергии. Таким образом, по мере уменьшения давления все менее и менее эффективно поле передает энергию электронам [см. уравнение (4.18)]. Следовательно, чтобы поддержать скорость ионизации и компенсировать увеличивающиеся потери вследствие диффузии,

необходимо резко увеличить напряженность высокочастотного поля. В этих условиях средняя энергия электрона будет большой, и значительная часть потерь будет происходить за счет неупругих соударений¹. Можно показать, следуя Таунсенду и Гиллу, что при подобных обстоятельствах поле пробоя при высоком давлении ($v \gg f$) почти не зависит от частоты, в то время как при низком давлении ($v \ll f = \rho = \text{const}$) для заданного давления оно пропорционально частоте. Минимум получается, когда частота соударений v и приложенная частота ω примерно равны. Эти выводы следует сравнить с результатами, изложенными на стр. 92—97, которые также показывают, что при таких условиях газ обладает наибольшей проводимостью. Это соответствие минимума потенциала зажигания было найдено экспериментально [57, 58].

Таким образом, в области давления и частоты, где диффузия является главным источником потерь, обнаружены два типа кривых пробоя, внешне очень похожие. В более ранних данных [59—64] приведено много примеров кривых первого типа: в сосудах размером несколько сантиметров минимум создается при давлениях около 1 мм рт. ст. с приложенной частотой около 50 Мгц и менее. При низких давлениях поле пробоя увеличивается из-за недостатка молекул в пространстве. Второй тип кривой изучен с помощью микроволновых измерений ($f \sim 10^9$ гц, минимум при давлении от 1 до 10 мм рт. ст.), а также описан в некоторых ранних работах, в которых использовались большие сосуды. При низком давлении поле увеличивается из-за недостаточной передачи энергии электронам особенно на высоких частотах. Некоторые авторы измерили пробой и потенциал, необходимый для поддержания разряда как функции давления.

Выбор переменных величин

Поле пробоя зависит от трех параметров: давления газа, частоты и размеров сосуда. Как было показано, изменение поля с частотой можно выразить, используя в качестве единственного параметра эффективное поле. Заменяя измеренное пиковое значение потенциала зажигания V_s произведением $X_{\text{эфф}} L$, где L — диффузионная длина сосуда, и нанося на график его значение в зависимости от ρL , получаем кривую, аналогичную кривой Пашена для постоянного поля, выражающую зависимость параметров V_s (или X_d) от ρd . Вообще, как показал Браун [245], для характеристики высокочастотных разрядов, в которых основную роль играют диффузионные потери, разумно использовать несколько групп параметров подобия:

$$XL, \rho L, \rho \lambda \text{ (или } \rho/f),$$

¹ Из этого видно, почему при низких давлениях ($\rho \sim 20 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.) и больших частотах ($f > 10$ Мгц) иногда можно объяснить пробой, предполагая, что электрон приобретает энергию для ионизации (eV_i) за один свободный пробег [57]. Эта теория, по-видимому, не всегда верна.

или

$$XL, X/p, p\lambda,$$

где λ — длина волны приложенного поля.

Было проверено поведение высокочастотных разрядов в подобных коаксиальных системах при давлениях от 0,1 до 20 мм рт. ст. в диапазоне частот от 3,5 до 70 Мгц [65, 66]. Экспериментально было найдено, что если rp и f/p постоянны для всех систем (r — линейный размер), то потенциал пробоя в воздухе, водороде и чистом гелии всегда одинаков, так же как и минимальный потенциал горения, хотя он и был определен с меньшей точностью из-за неустойчивости разряда. Условия опыта были такими, что электроны между каждым соударением совершали много колебаний. Прямые опыты с различными материалами электродов показали, что они не влияют на величину напряжения пробоя. Эти результаты подтверждают вывод о том, что пробой и горение разряда происходят исключительно вследствие однократной ионизации в газе, компенсирующей диффузионные потери.

Обнаружено, что законы подобия не подтвердились для пробоя в гелии, содержащем небольшое количество примесей (H_2). Это явление уже обсуждалось в гл. 3. Совсем недавно были проверены законы подобия в однородных полях [67].

Коэффициент высокочастотной ионизации

В разряде постоянного тока ионизация описывается коэффициентом Таунсенда α , выражающим число пар ионов, создаваемых одним электроном при прохождении 1 см пути в направлении поля, или коэффициентом η , выражающим число пар ионов, создаваемых одним электроном, проходящим разность потенциалов 1 в. Скорость образования ионных пар равна

$$(v_i)_= = \alpha v_{\text{дрейф}} = \alpha b_e X = \eta b_e X^2 \quad (4.55)$$

В статическом электрическом поле образование ионов, выражаемое с помощью η , уравнивается уходом зарядов вследствие высокой подвижности. По аналогии для описания ионизации в высокочастотных полях при условии, когда потери происходят только за счет диффузии, был определен коэффициент высокочастотной ионизации [68] ξ

$$\xi = \frac{(v_i)_\sim}{D_e X^2} \quad (4.56)$$

по аналогии с

$$\eta = \frac{(v_i)_=}{b_e X^2}. \quad (4.57)$$

ξ подобно η является функцией X/p и f/p . Следует заметить, что ξ не имеет простого физического значения и не имеет даже

размерности коэффициента ионизации (размерность ξ соответствует $1/V^2$, а η соответствует $1/V$). В условиях, когда распределение электронов по энергиям одинаково, для постоянного и высокочастотного полей при одном и том же значении X/ρ скорости ионизации v_i также равны. Отсюда η и ξ оказываются связанными соотношением

$$\frac{\xi}{\eta} = \frac{b_e}{D_e}. \quad (4.58)$$

Объединяя уравнения (4.57) и (4.58), можно заметить, что, измерив величину однородного поля пробоя в сосуде определенной геометрии, коэффициент ξ определяют как

$$\xi = \frac{v_i}{D_e X^2} = \frac{1}{X^2 L^2}. \quad (4.59)$$

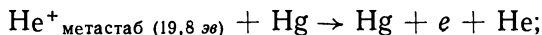
Значения, полученные из таких измерений, использовали для предсказания пробоя и в неоднородных полях. Это еще раз подтверждает физическое различие между ξ и η , так как величины η или α , полученные из измерений в однородных полях, приводят к ошибочным результатам, если их применять к ионизации в неоднородных статических полях.

Измерения поля пробоя. Сравнение с теорией

Многочисленные измерения величины поля пробоя производили в микроволновом резонаторе, и полученные результаты сравнивали с детальной теорией, разработанной группой ученых в Массачусетском техническом институте [68—79]. Основные результаты приведены на рис. 4.14—4.17. Для вычисления распределения электронов по энергиям, а следовательно, и скорости ионизации использовали уравнение Больцмана, при этом были сделаны следующие предположения:

а) для электронов с энергией более чем в 3 эв в водороде и гелии $v = \text{const}$ (т. е. не зависит от энергии электронов, но пропорционально давлению);

б) в смесях гелия и ртути (с небольшой долей Hg) $v = \text{const}$ и нет необходимости рассматривать какие-либо возбуждения, так как все неупругие столкновения приводят к ионизации по схеме:



в) в неоне $\lambda_e = \text{const}$, следовательно, v пропорционально v , и, конечно, давлению.

Недавно Праус и Кларк [80] проверили теорию диффузии и принципы подобия, измеряя поля пробоя в цилиндрах с меняющимися размерами d , r . Согласно теории, соотношение между XL и ρL должно быть специфическим для каждого газа, что и получилось, когда для приведения одних условий к другим использовалось

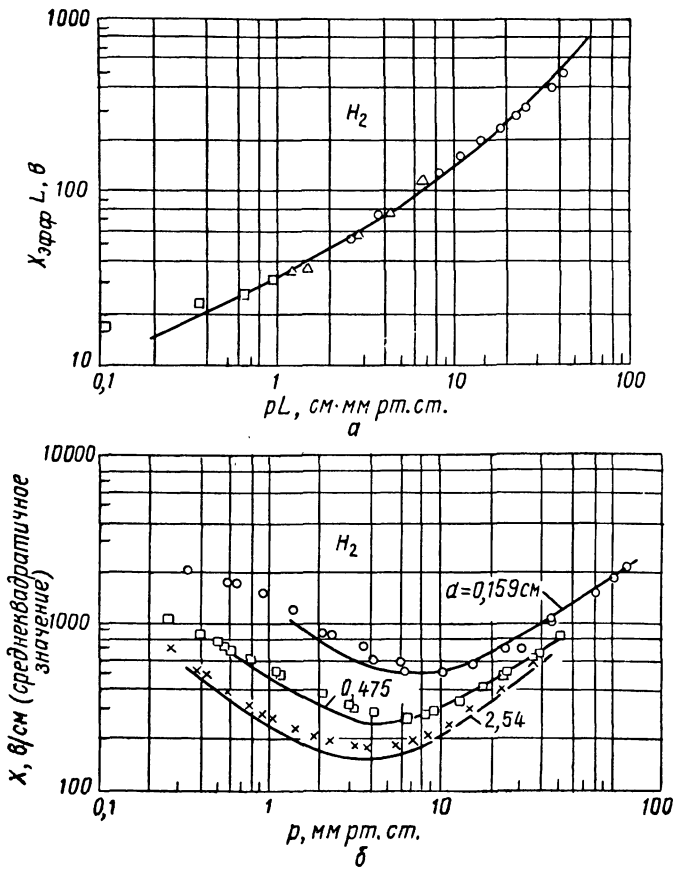


Рис. 4. 14. Напряжение пробоя как функция ρL для водорода (а):
 а — сплошная линия — теоретические результаты, точки — экспериментальные ($\square - \lambda = 10,6 \text{ см}, L = 0,05 \text{ см}; \circ - \lambda = 300 \text{ см}, L = 0,2 \text{ см}; \triangle - \lambda = 10,6 \text{ см}, L = 0,028 \text{ см}$); экспериментальные и теоретические кривые пробоя в водороде при 3000 Мгц [245]. — теоретические; \circ, \square, \times — экспериментальные данные.

лась диффузионная длина L , а не индивидуальные размеры d или r , которые приводят к одной кривой для всех газов. Полученные результаты относятся к измерениям в однородных электрических полях, на которые распространяется эта теория и условие пробоя.

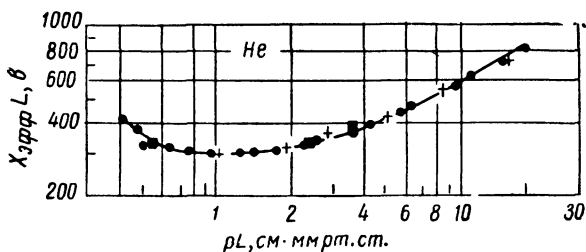


Рис. 4. 15. Кривые высокочастотного пробоя в чистом гелии [245].

Некоторые опыты по пробоям в высокочастотных полях, по-видимому, не соответствуют теории диффузии. Праус и Лейн [55] нашли, что в зазоре между параллельными пластинками поле

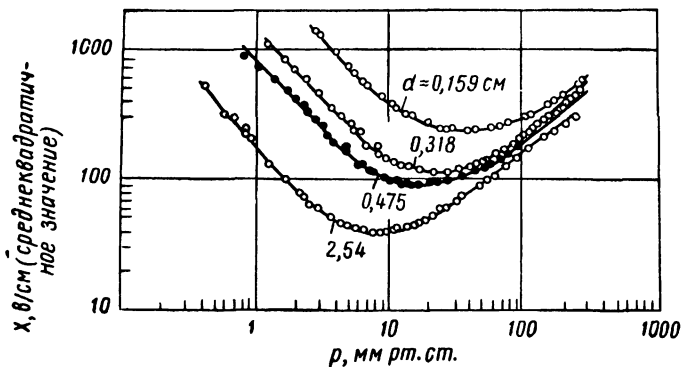


Рис. 4. 16. Кривые высокочастотного пробоя в смеси гелия и ртути [245]:

— — теоретические; ●, ○ — экспериментальные данные.

пробоя, остается постоянным с увеличением расстояния между электродами, а не уменьшается, как это следовало бы ожидать. Это явление наблюдали в воздухе [81], а затем в O_2 , N_2 и H_2 . Это, возможно, происходит благодаря особым условиям опытов, когда первые электроны создавались вследствие фотоионизации только в середине зазора.

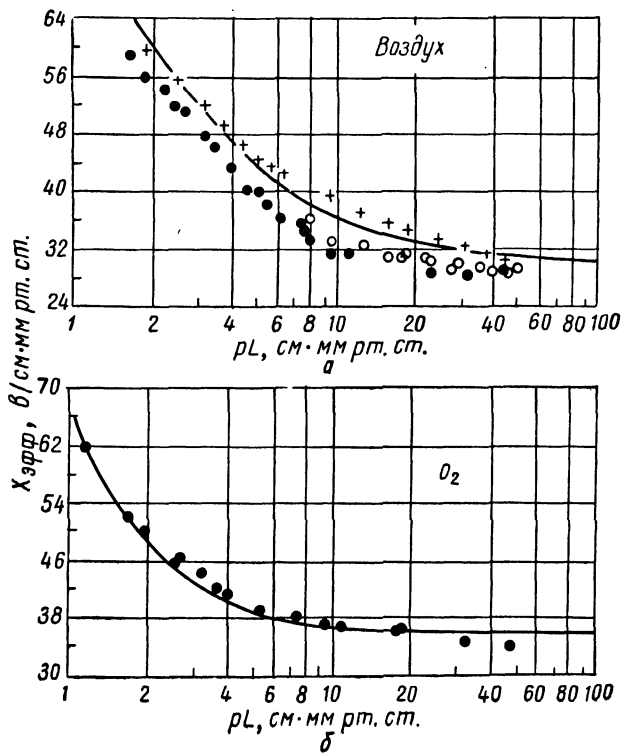


Рис. 4. 17. Кривые высокочастотного пробы:

а — в воздухе; ———— — теоретические данные; точки — экспериментальные данные; ● — по данным Герлина и Брауна (3000 Мгц); ○ — по данным Пима (2000 Мгц); + — новая порция воздуха в каждом разряде; б — в кислороде: ———— — теоретические и точки — экспериментальные данные [245].

Неоднородные поля

Теория пробоя в однородных полях была распространена на условия пробоя в неоднородных электрических полях, особенно в цилиндрических и сферических резонаторах, а также между коаксиальными цилиндрическими электродами [68, 78]. Поскольку плотность электронов и их средняя энергия изменяются в пространстве, необходимо использовать более общее условие пробоя. Передача импульса в этом случае зависит, согласно простой кинетической теории, от $\text{grad}(nv_i)$ (а не просто от $\text{grad} n$), т. е. от градиента температуры и концентрации. Общим условием пробоя является

$$v_i n + \nabla^2 (D_e n) = 0. \quad (4. 60)$$

Соотношение (4. 45) представляет собой частный случай последнего уравнения, когда D не зависит от координат. Уравнение (4. 60) можно записать с помощью коэффициента высокочастотной ионизации ξ и произведения $D_e n$, градиент которого определяет поток электронов и имеет вид

$$\nabla^2 (D_e n) + \xi X^2 (D_e n) = 0. \quad (4. 61)$$

Решение этого уравнения для конкретной геометрии с использованием ξ , полученного из измерений в однородных полях, позволяет вычислить значения полей пробоя, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Пробой в электроотрицательных газах

Если, помимо диффузии, электроны эффективно удаляются из газа путем прилипания к молекулам (с образованием тяжелых отрицательных ионов), то условие пробоя должно быть соответственно изменено. Пусть v_a частота, с которой электрон прилипает к молекулам газа, тогда в однородном поле между параллельными пластинками с расстоянием d между ними простейшим условием пробоя является

$$v_i n = v_a n - D \nabla^2 n, \quad (4. 62)$$

где n — плотность электронов. Его можно свести к

$$v_i = v_a + D \frac{\pi^2}{d^2}. \quad (4. 63)$$

v_i — получают из значений коэффициента Таунсенда α , а v_a — из коэффициента прилипания β ¹. Обе величины получаются в сочетании с дрейфовой скоростью в переменном поле (равной $b_e X_{\text{эфф}}$, где b_e — подвижность, измеренная в постоянных полях).

¹ Если n электронов проходят 1 см в направлении поля, то αn — число ионизаций, а βn — число прилипаний, создающих отрицательные ионы.

Условие пробоя в случае, когда электроны имеют максвелловское распределение по энергиям со средней энергией $\bar{\epsilon}$, примет вид:

$$\frac{\alpha}{\rho} = \frac{\beta}{\rho} + \frac{2}{3} \frac{\bar{\epsilon}\pi^2}{\left(\frac{X_{эфф}}{\rho}\right)(\rho d)^2}, \quad (4.64)$$

где α/ρ , β/ρ и $\bar{\epsilon}$ — функции X/ρ , их значения (измеренные в постоянных полях) берут из литературы. Рис. 4.17 указывает на удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом для воздуха и кислорода [68, 81]. Следует отметить улучшение результатов, когда для каждого измерения пробоя использовалась новая порция воздуха, так как при этом удаляются окислы азота, остающиеся от предыдущих разрядов.

Пробой в смеси газов. Эффект Пеннинга

В работах [82, 83] опубликованы результаты исследования высокочастотного (в диапазоне микроволн) пробоя в смеси неона с небольшим количеством аргона. Дело в том, что в измерениях, проведенных в разряде постоянного тока, значение потенциала пробоя в смеси меньше, чем в чистых неоне и аргоне. Объясняется это тем, что самое низкое возбужденное состояние неона ($3, S^3P_2$) является метастабильным, а его потенциал возбуждения 16,6 эв на 0,9 эв больше, чем потенциал возбуждения аргона. Время жизни метастабильных состояний в неоне весьма велико, так же как и вероятность ионизации аргона при соударении с метастабильными атомами неона. Поэтому даже небольшая концентрация аргона достаточна для значительного увеличения ионизации. Если концентрация аргона слишком велика, то электроны теряют часть энергии на возбуждение атомов аргона. В результате при некоторой концентрации аргона возникает минимум потенциала пробоя. Это же явление было обнаружено и при высокочастотных измерениях, но в отличие от кривой пробоя при постоянном напряжении, на которой был обнаружен двойной минимум, здесь второй минимум не найден при всех концентрациях аргона. Он, по-видимому, исчезает из-за быстрого увеличения поля пробоя, когда $v \ll f$.

Эффекты на стенках при пробое

Хотя в высокочастотном пробое обычно предполагается, что вторичные эффекты на стенках не играют никакой роли, однако это не всегда верно. При низких давлениях, когда средний свободный пробег все еще значительно меньше размеров сосуда, скажем $\lambda_e \sim 1/10d$, электрон может сталкиваться со стенкой столько раз, сколько он производит ионизирующих соударений в газе.

Эти условия представляют некоторую переходную область между резонансным пробоем низкого давления и пробоем, подчиняющимся простой теории диффузии. Детально она была рассмотрена Салмоном [84] для давлений газа ниже $50 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. и частот от 20 до 100 Мгц. Салмон нашел, что электроны обладают максвелловским распределением, которое не меняется под действием частых соударений со стенками, и что основным способом размножения электронов является скорее вторичная электронная эмиссия со стенок, чем ионизация газа. Условием пробоя в этом случае является $\bar{\delta} = 1$, где $\bar{\delta}$ — эффективный коэффициент вторичной эмиссии со стенок, усредненный по всем скоростям электронов и всем углам импульсов. Получено достаточно хорошее согласие с экспериментальными результатами Ченота [64] и Гале [57].

Совершенно другой процесс представляет фотоэлектрическая эмиссия, возникающая, когда излучение возбужденного газа падает на стенки сосуда. Если такой поток излучения непрерывен, то половина фотоэлектронов при вылете окажется в поле благоприятного направления и попадает в газ. Значение этого процесса зависит от спектра излучения газа, материала стенок и последующего фотоэлектронного выхода. Найдено, что процесс фотоэмиссии со стенок является преобладающим при пробое в неоне на частотах до 10 Мгц (т. е. в области диффузии и при низких частотах) и ведет к крайне низким полям зажигания ($X/p \sim 0,6$ в/см · мм рт. ст.), в которых ионизация, создаваемая непосредственным столкновением, незначительна [27, 85]. Считают, что механизм этого явления состоит в следующем: электроны с относительно низкой средней энергией возбуждают атомы неона на метастабильные и резонансные уровни и резонансные кванты «диффундируют» через газ, т. е. поглощаются при абсорбции и вновь излучаются, пока, наконец, не эмитируют со стенок фотоэлектроны. Размножение возникнет при условии, когда каждый электрон создаст достаточное количество квантов, чтобы по крайней мере один фотоэлектрон ушел со стенки. Таким образом, ионизация и пробой происходят в результате двухступенчатого процесса, при котором медленные электроны с энергией приблизительно 5 эв сталкиваются с возбужденными и метастабильными атомами неона.

*Действие дополнительных полей,
наложенных на высокочастотное поле*

Статическое электрическое поле. Если небольшое электрическое поле наложить на высокочастотное, то электроны будут отброшены на стенки сосуда в результате устойчивого дрейфового движения и диффузии. Следовательно, для осуществления пробоя необходимо увеличивать амплитуду высокочастотного поля [60, 86]. Распределение электронов по энергиям как в высокочастотных, так и в постоянных полях очень похоже, поэтому можно видоизменить полученную ранее функцию распределения для

высокочастотных полей, а также вычислить новую скорость ионизации в комбинированных полях. Плотность j_e тока электронов на стенку равна

$$j_e = nb_e X_{=} + D \operatorname{grad} n. \quad (4.65)$$

Скорость образования новых ионов и электронов в 1 см^3 , равная дивергенции j_e , составляет $v_i n$. Приравнявая их, получаем

$$D \nabla^2 n + \operatorname{div} (n v_{\text{дрейф}}) + v_i n = 0, \quad (4.66)$$

которое является условием пробоя. Если статическое поле однородно и направлено по x , его можно свести к более простому виду

$$\nabla^2 n + \frac{b_e}{D} X_{=} \frac{\partial n}{\partial x} + \left(\frac{v_i}{D} \right) n = 0, \quad (4.67)$$

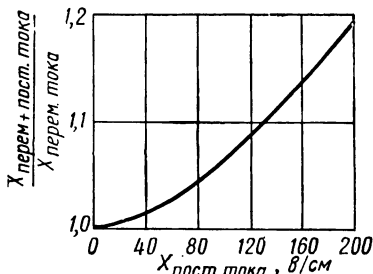


Рис. 4.18. Относительное увеличение переменного поля пробоя при наложении постоянного поля для воздуха при $p = 38 \text{ мм рт. ст.}$ [245].

которое решается относительно плотности электронов n как функции координат x, r в цилиндрическом сосуде, ось которого также параллельна x . Можно показать, что новая эффективная диффузионная длина $L_{=}$ сосуда при наличии постоянного поля меньше невозмущенной диффузионной длины L и равна

$$\frac{1}{L_{=}^2} = \frac{1}{L^2} + \left(\frac{b_e X_{=}}{2D} \right)^2. \quad (4.68)$$

Новым условием пробоя теперь является

$$\frac{v_i}{D} = \frac{1}{L_{=}^2}, \quad (4.69)$$

которое эквивалентно обычному условию высокочастотного пробоя в камере меньшего размера. Варнерин и Браун [72] измерили пробой с таким дополнительным полем и полученные результаты сравнили с теорией (рис. 4.18). Интересно отметить, что изложенная теория включает отношение $b/D = e/kT_e$, которое можно определить из этих измерений.

Яманото и Окуда [87] нашли, что перпендикулярные высокочастотные и постоянные поля вызывают три типа разрядов в области давлений $10-10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$: тлеющий разряд постоянного тока, в котором под действием высокочастотного поля создается незначительная дополнительная ионизация; типичный высокочастотный разряд («область диффузии»), в котором электроды постоянного поля действуют как двойной зонд и собирают токи, ограниченные пространственными зарядами; и, наконец, промежуточный тип разряда, в котором высокочастотное поле создает достаточно ионов для значительного изменения катодного падения

тлеющего разряда. При отсутствии высокочастотного поля явления вблизи катода зависят от значения γ на электроде. Свойства промежуточного типа разряда позволяют вычислить коэффициент γ .

Так как основное условие пробоя для простого высокочастотного поля аналогично условию для высокочастотного и постоянного полей, то

$$\xi = \left(\frac{1}{X^2 L^2} \right)_{\text{вч}} = \frac{1}{X^2 \underline{L}^2}, \quad (4.70)$$

где второе выражение относится к величинам в комбинированных полях. В сосудах с известной геометрией L задано; поля пробоя в простых высокочастотных и комбинированных полях измеряются. $L_{\underline{}}$ определяется из уравнения (4.70), а b/D следует из уравнения (4.68). Значения η и средней энергии, полученные из эксперимента такого типа, хорошо согласуются с результатами измерений в постоянных полях.

Магнитные поля. Заряд e (ед. СГСЭ), движущийся с компонентом скорости v (см/сек), перпендикулярным магнитному полю H (э), испытывает действие силы Hev/c (дин) под прямым углом к v и H . При совместном действии электрического и магнитного полей суммарная сила равна

$$F = eX + \frac{e}{c} vH = \frac{mdv}{dt}. \quad (4.71)$$

Таким образом, основное действие магнитного поля проявляется в том, чтобы заставить заряженные частицы, движущиеся под углом к нему, описывать винтовые линии вокруг силовых линий магнитного поля. Радиус этого винта уменьшается с увеличением магнитного поля. В большинстве случаев меняются траектории только электронов, траектории ионов мало меняются под действием этой силы. Электроны совершают свое винтовое движение с постоянной угловой скоростью ω_H (рад/сек), где

$$\omega_H = \frac{eH}{mc} \quad (4.72)$$

частота Лармора ($f_H = eH/2\pi mc$ является частотой Лармора; обычно значение этих величин ясно из контекста). Совершая такое движение, электрон не приобретает энергию от магнитного поля, так как сила Лоренца действует под прямым углом к движению, но чтобы совершить заданный путь вдоль электрического поля, он проходит большее расстояние через газ. Электрон сталкивается с молекулами газа более часто и имеет большую вероятность ионизовать их. Таким образом, присутствие магнитного поля действует как увеличение давления газа, естественно, лишь в направлениях, перпендикулярных магнитному полю. Учитывая кривизну свободного пути иона с молекулярным весом M и взяв

хорду между крайними точками в качестве эффективного свободного пробега, можно показать [88], что кажущееся увеличение давления Δp равно:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-2} \frac{\lambda_i}{MT_i} \left(\frac{H}{p} \right)^2, \quad (4.73)$$

где λ_i — средний свободный пробег, см, при $p = 1$ мм рт. ст.; T_i — температура ионов, °К; H — магнитное поле, э. Численный множитель зависит от предположений, сделанных при выводе уравнения.

При наложении статического магнитного поля H на статическое электрическое поле X на условия движения облака электронов при отсутствии пространственного заряда влияют, как показал Таунсенд, два дополнительных эффекта.

1. Коэффициент диффузии D_H в направлениях, перпендикулярных магнитному полю, уменьшается

$$D_H = \frac{D}{1 + \omega_H^2 \tau^2} = D \frac{v^2}{v^2 + \omega_H^2}, \quad (4.74)$$

где D — нормальный коэффициент диффузии, τ — среднее время между соударениями, равное $1/v$ (v — частота соударений), и ω_H — частота Лармора; диффузия, параллельная H , не меняется.

2. В перпендикулярных электрических и магнитных полях подвижность, т. е. дрейфовая скорость вдоль электрического поля, уменьшается на тот же фактор

$$b_H = \frac{b}{1 + \omega_H^2 \tau^2}. \quad (4.75)$$

Теория предполагает, что $\tau = \text{const}$, т. е. что $\lambda_e \propto v_r$; если $\omega \tau \gg 1$, то на результат не влияет зависимость λ_e от v_r [89—91].

Дальнейшее развитие этой теории [7] показывает, что наложение магнитного поля параллельно статическому электрическому полю не влияет на среднюю энергию электронов, но когда магнитное поле прикладывают перпендикулярно электрическому полю, средняя энергия уменьшается следующим образом:

$$\varepsilon_H = \frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{1 + \omega_H^2 \tau^2}} = \frac{\bar{\varepsilon} v}{\sqrt{v^2 + \omega_H^2}}. \quad (4.76)$$

Когда постоянное магнитное поле H накладывается на переменное электрическое поле $X_0 \sin \omega t$, анализ становится более сложным, однако два результата можно увидеть сразу. Если X и H параллельны, то диффузия, перпендикулярная H , умень-

шится [строгая теория показывает, что уравнение [4. 74] все еще применимо], и, следовательно, требуется меньшее поле пробоя. Если X и H перпендикулярны, то уменьшается не только диффузия, для некоторых определенных значений магнитного поля и приложенной частоты возникает резонанс при $\omega = \omega_H$. Физически это означает, что магнитное поле меняет направление движения электронов без потери им энергии, в то время когда меняет свое направление приложенное электрическое поле. В результате, хотя магнитное поле и не сообщает энергию электрону, оно может позволить ему быстро получить энергию от электрического поля при условии, если такое движение не прерывается соударениями с молекулами газа. Таким образом, при низком давлении $v \gtrsim f$ следует ожидать резонансного условия, когда

$$f_{\text{прилож}} = \frac{eH}{2\pi mc}, \quad (4. 77)$$

которое приводит к очень низким значениям поля пробоя. При высоких давлениях этот резонанс будет замаскирован соударениями, но потери на диффузию все-таки будут снижаться из-за наличия магнитного поля.

Теорию таких разрядов разработали Таунсенд и Гилл [7] и Лакс, Эллис и Браун [92], а ожидаемое поведение было подтверждено в экспериментах, выполненных этими и другими авторами [93, 94] (рис. 4. 19). Следует отметить, что только строгая теория, в которой магнитное поле вводится в уравнение Больцмана и в которой получают результирующее распределение частиц по энергиям и скорость ионизации, дает правильные численные результаты [92]. Теории, основанные на поведении среднего электрона, дают только относительные результаты, но зато они способствуют более ясному физическому представлению о происходящих процессах, как это мы увидим при рассмотрении движения электрона в перпендикулярных магнитном и электрическом полях. Оси выбраны таким образом, что H действует в направлении y , а $X_0 \sin \omega t$ — в направлении x (рис. 4. 20). Предположим, что электрон, испытавший соударение, при $t = 0$ движется с компонентами скорости u_0 , v_0 и w_0 в направлениях x , y и z соответственно. Уравнения движения в этом случае будут:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{du}{dt} &= eX_0 \sin \omega t - \frac{Heu}{c}; \\ m \frac{dv}{dt} &= 0; \\ m \frac{dw}{dt} &= \frac{Hev}{c}. \end{aligned} \right\} \quad (4. 78)$$

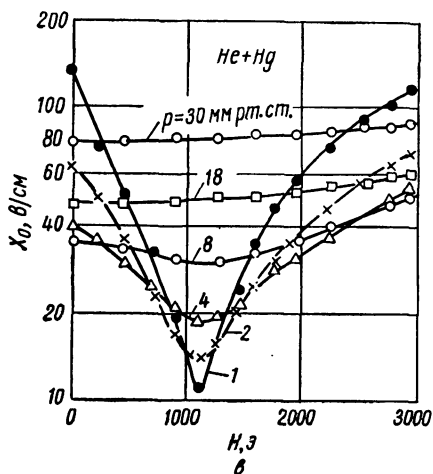
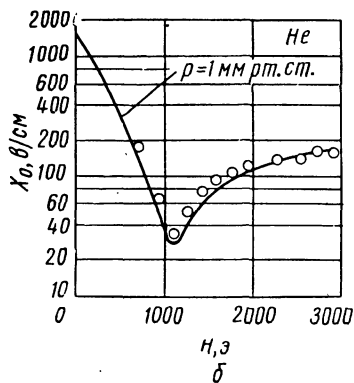
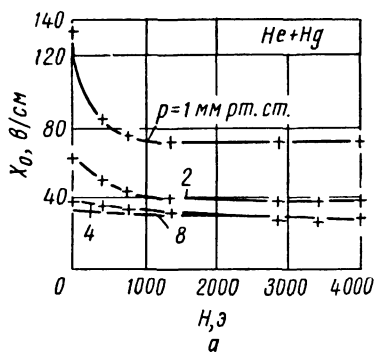
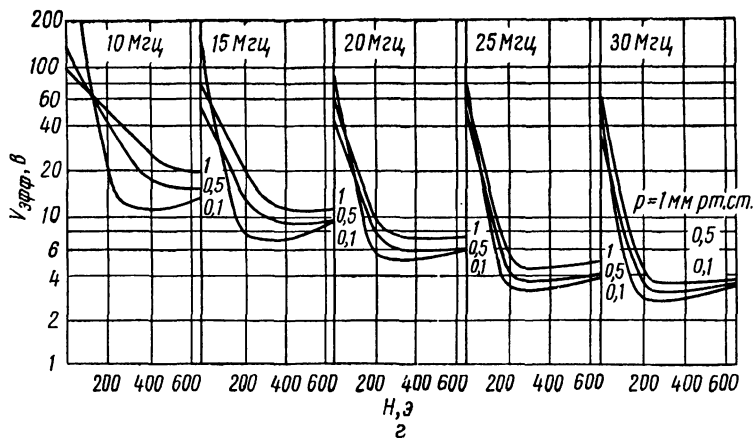


Рис. 4. 19. Высокочастотный пробы в цилиндрическом резонаторе при наличии магнитных полей:

а — χ и H параллельные в смеси гелия и ртути [245]; б — χ и H перпендикулярные в гелии; в — χ и H взаимно перпендикулярные в смеси гелия и ртути; г — потенциал пробоя в воздухе; χ и H взаимно перпендикулярны. Для а, б, в линии — теоретические, точки — экспериментальные данные [245]; для в, г линии — измеренные значения [94].



Решением для скоростей в момент времени t ($< \tau$, т. е. до того как это движение нарушается соударением) является следующее выражение:

$$u = \omega_0 \sin \omega_H t + u_0 \cos \omega_H t - \frac{eX_0}{m} \cdot \frac{\omega}{\omega_H^2 - \omega^2} \cos \omega_H t + \frac{eX_0}{m} \cdot \frac{\omega}{\omega_H^2 - \omega^2} \cos \omega t; \quad (4.79)$$

$$v = v_0 = \text{const};$$

$$\omega = \omega_0 \cos \omega_H t - u_0 \sin \omega_H t + \frac{eX_0}{m} \cdot \frac{\omega}{\omega_H^2 - \omega^2} \sin \omega_H t - \frac{eX_0}{m} \cdot \frac{\omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2} \sin \omega t.$$

Если отделить компоненты скорости, которые изменяются с частотой Лармора ω_H (первые три члена в выражениях для u и ω), от тех, которые изменяются с приложенной частотой ω (последние члены), то можно видеть, что движение состоит из винтового движения (включая v_0 с членами, зависящими от частоты Лармора) с осью вдоль магнитного поля плюс эллиптическое движение в плоскости, перпендикулярной H . Легко показать, хотя уравнение несколько длинно для записи, что кинетическая энергия винтового движения постоянна. Кинетическая энергия эллиптического движения меняется с приложенным полем, и ее можно выразить как

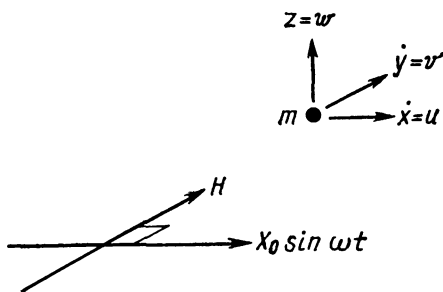


Рис. 4. 20. Движение электрона во взаимно перпендикулярных электрическом и магнитном полях.

$$\epsilon = \frac{eX_0^2}{8m} \left[\frac{1}{(\omega - \omega_H)^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_H)^2} + \frac{2 \cos 2\omega t}{\omega_H^2 - \omega^2} \right], \quad (4.80)$$

и быстро увеличивается, когда $\omega \rightarrow \omega_H$. Данное решение непригодно, когда $\omega = \omega_H$, но точное решение не имеет большого значения, так как даже при низких давлениях это движение нарушается соударениями; тем не менее оно обсуждалось Таунсендом и Гиллом. Очевидно, что t не может превышать τ — интервала между соударениями. Когда все же движение нарушается соударениями, происходящими ν раз в 1 сек, средняя энергия, приобретаемая электроном между соударениями, равна

$$\Delta \epsilon = \frac{eX_0^2}{4m} \left[\frac{1}{(\omega + \omega_H)^2 + \nu^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_H)^2 + \nu^2} \right]. \quad (4.81)$$

Это выражение также указывает на заметный резонанс при низком давлении ($v \ll \omega$), когда $\omega \rightarrow \omega_H$; при высоком давлении резонанс незначителен.

Условие пробоя выводится обычным методом, скорость ионизации в газе приравнивается к скорости потерь, вызываемых диффузией. Так как диффузия, перпендикулярная H , уменьшается, диффузионные длины в этих направлениях значительно увеличиваются; например, длина цилиндра L_H , ось которого параллельна магнитному полю, равна

$$\frac{1}{L_H^2} = \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{2,405}{r}\right)^2 \frac{v^2}{v^2 + \omega_H^2}. \quad (4.82)$$

Именно эту видоизмененную длину диффузии L_H следует ввести в условие пробоя. Теория движения зарядов в статическом магнитном и переменном электрическом полях недавно обсуждалась Хакслеем [95].

*Запаздывание и механизм развития пробоя.
Пробой под действием микроволновых импульсов*

В простейшей теории диффузии предполагалось, что подход к состоянию пробоя происходит постепенно и что скорость нарастания ионизации почти равна нулю. Однако, когда напряжение высокой частоты прикладывается в виде коротких импульсов, пробой может произойти только в том случае, когда плотность ионов и электронов увеличивается настолько быстро, что разряд достигает устойчивого состояния в течение действия прикладываемого импульса. Таким образом, статистическое запаздывание плюс запаздывание формирования разряда должны быть меньше длительности импульса. Первое может быть сведено до минимума достаточным облучением зазора, и оба запаздывания уменьшаются с увеличением приложенного потенциала. Поэтому, когда прикладываются короткие импульсы, потенциал, необходимый для осуществления пробоя, должен быть высоким и может постепенно уменьшаться по мере удлинения импульса. Наиболее короткий импульс, вызвавший пробой, равный по величине потенциалу пробоя непрерывного высокочастотного поля, дает некоторое представление о запаздывании формирования разряда в простых непрерывных условиях, а следовательно, и о физических процессах, участвующих в развитии разряда. Эксперименты [52—54, 96, 97, 126, 130], проведенные при относительно высоком давлении (до 1 атм), с импульсами микроволнового поля ($f \sim 3000$ Мгц), длительность которых можно было изменять вплоть до нескольких микросекунд, дали результаты, согласующиеся с имеющимися представлениями. Эффект увеличения импульсных потенциалов пробоя лучше всего проявляется в инертных газах — аргоне, гелии и особенно в неоне, в которых запаздывание развития

разряда оказывается очень большим — при импульсах длительностью 1,4 мксек (4000 периодов приложенного поля) потенциал пробоя в пять раз больше, чем в непрерывных полях. За такие короткие интервалы времени ни один электрон не успевает продиффундировать к стенкам сосуда и условие пробоя создается не равновесием между генерацией и потерями электронов, а полем, необходимым для создания некоторого критического числа пар ионов в течение импульса. Так как энергия, приобретаемая за один средний свободный пробег, равна

$$\Delta \epsilon = \frac{e}{2m} \cdot \frac{1}{v^2 + \omega^2} \cdot X_0^2, \quad (4.83)$$

то число пар ионов, производимых электроном за время t , должно зависеть от $X_0^2 t$ и, следовательно, при заданном постоянном облучении зазора пробой должен возникать при постоянных значениях $X_0^2 t$. Это было экспериментально подтверждено для неона Праусом и Ясинским [96].

В многоатомных газах запаздывание образования разряда так мало ($t_f < 5 \cdot 10^{-8}$ сек для воздуха, N_2 , O_2 , H_2), что поле пробоя не зависит от длительности импульса (обычно применяемая длительность импульса порядка нескольких микросекунд) и, по-видимому, равно непрерывному полю пробоя. Здесь результаты не подтверждают мысль, что пробой возникает, когда относительно медленное увеличение ионизации превышает скорость их ухода. К мгновенной неустойчивости и пробоем приводят скорее несколько благоприятных случаев, например соударения определенного типа. Это может произойти, если группа колеблющихся электронов, неоднократно пролетающих через небольшой объем газа, создает концентрацию возбужденных атомов и затем ионизует их. При микроволновых частотах ($\sim 3 \cdot 10^9$ гц) электроны совершают около 20 колебаний в течение периода полураспада возбужденного состояния, и, как показывают строгие вычисления, вероятность двухступенчатого процесса ионизации довольно велика. Визуальные наблюдения за разрядом, который имеет вид одного или нескольких стримеров, разрастающихся от середины зазора, по-видимому, из областей первичной ионизации, также подтверждают эту точку зрения. Праус и Лейн [98] пытались проверить эту теорию. Они приложили вспомогательное непрерывное высокочастотное поле (≤ 10 Мгц) под прямым углом к импульсному микроволновому полю, полагая, что перпендикулярный дрейф не позволит электронам пройти через области с концентрацией возбужденных атомов, которые они создали в предшествующие колебания, и увеличит значение микроволнового поля пробоя. Это оказалось справедливым, когда вспомогательное поле имело достаточно низкую частоту, чтобы оттеснить электроны ближе к стенкам сосуда, но при больших частотах оба поля, по-видимому, действуют независимо друг от друга. Таким

образом, при увеличении амплитуды вспомогательного поля микроволновое поле пробоя остается постоянным, несмотря на то что суммарное поле, несомненно, больше, чем каждая из слагающих. Постоянство сохраняется до тех пор, пока само вспомогательное поле не создаст пробой независимо от микроволнового поля: эти эксперименты частично подтверждают теорию двухступенчатой ионизации, но не являются достаточно убедительными.

Полностью сформировавшийся разряд

Потенциал и поле горения разряда. Опыты с полностью сформировавшимися разрядами, в которых диффузия играет основную роль, состояли в основном из измерений потенциалов горения и погасания разряда в сосудах различных размеров и форм. Таунсенд с сотрудниками [36, 99—104], а также Хидеманн [105, 106] измерили в длинных цилиндрических трубках среднее продольное поле методом, обычно применяемым для положительных столбов, определяя дополнительное падение потенциала ΔV , требуемое для поддержания постоянного тока при удлинении столба, когда расстояние между электродами увеличивается на Δx ($X = \Delta V/\Delta x$). Важно сделать различие между потенциалами горения и погасания; после возникновения разряда потенциал заметно падает ниже потенциала зажигания из-за нагрузки на генератор. С уменьшением тока потенциал на электродах снижается до тех пор, пока не достигнет минимального значения $V_{\text{мин}}$, называемого минимальным потенциалом горения; дальнейшее уменьшение тока приводит к увеличению потенциала на разряде вплоть до значения потенциала погасания V_e , при котором разряд прекращается. Таким образом, величина $V_{\text{мин}}$ определяется свойствами самого разряда, а V_e зависит от разряда и внешней цепи. Потенциалы горения были также измерены в относительно коротких цилиндрических сосудах с плоскими торцами, имеющими внутренние и внешние электроды [60, 63, 107] (рис. 4. 21).

Полученные результаты можно суммировать следующим образом: потенциалы горения высокочастотного разряда намного меньше потенциалов зажигания, как и следовало ожидать, так как установление пространственного заряда положительных ионов в значительной степени уменьшает потери электронов из-за диффузии на стенки сосуда (т. е. свободная диффузия заменяется амбиполярной). Поэтому чтобы уравновесить потери, требуется уже меньшая скорость образования электронов. Кривые потенциала горения в зависимости от давления по форме подобны кривым потенциала зажигания; они имеют один минимум, условия для которого те же, что обсуждались на стр. 120. Минимальный потенциал горения может быть очень низким, иногда меньше потенциала ионизации в газе, поскольку электрон может приобрести энергию, во много раз большую, благодаря беспорядочному рассеянию и частому изменению направления поля. Потенциал

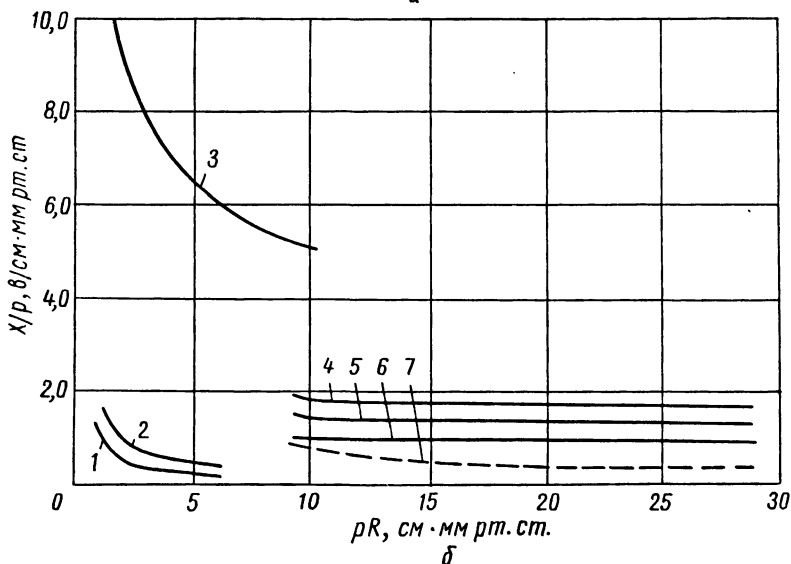
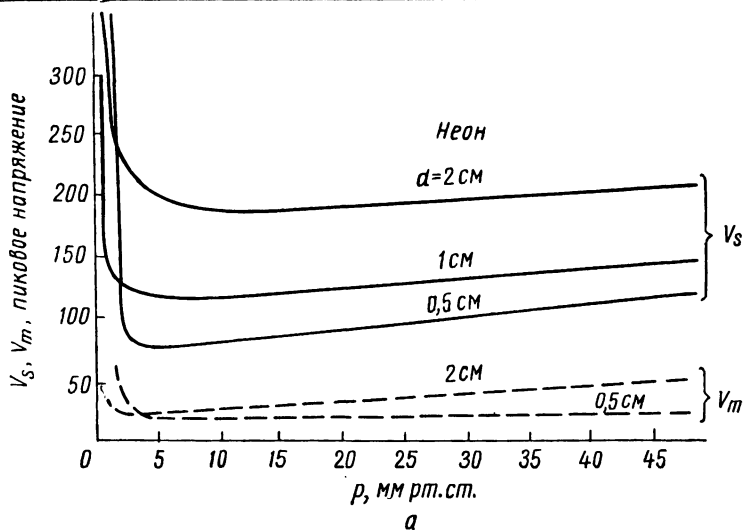


Рис. 4. 21. Потенциал зажигания V_s и потенциал горения V_m разряда в неоне при различных расстояниях d между электродами. Частота 158 МГц, никелевые электроды, покрытые стеклом [107] (а). Сравнение продольного градиента в положительном столбе с высокочастотными полями горения [70] (б). Ордината X/r является значением для положительного столба разряда постоянного тока, или среднеквадратичным значением поля высокой частоты. Вычисленные кривые относятся к полю горения высокочастотного разряда; данные для положительного столба взяты из работы Клярфельда. R — радиус трубки или резонатора:

1 — $I = 200 \cdot 10^{-3}$ а; 2 — экспериментальная (положительный столб постоянного тока), $I = 25 \cdot 10^{-3}$ а; 3 — вычисленная по данным Гольштейна; 4 — экспериментальная (микроволновая), $I = 200 \cdot 10^{-4}$ а (пиковая); 5 — $I = 10^{-3}$ а (пиковое); 6 — $I = 3 \times 10^2$ а (пиковое); 7 — вычисленная по данным Флюгге для $j = 1 \cdot 10^{-3}$ а/см².

горения зависит также от материала стенок камеры: стенки из проводящего материала дают более высокие потенциалы, чем из изолирующего; наложение постоянного поля приводит к увеличению потенциала горения. Исследования разряда в длинных цилиндрических трубках, содержащих гелий или неон, при давлении несколько миллиметров ртутного столба показали, что среднеквадратичное значение высокочастотного поля равно полю в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока. Совпадают также и распределения электронов по энергиям (последнее обстоятельство было получено из измерения зависимости интенсивностей спектральных линий от средней энергии электронов) [108]. Потенциал между электродами намного меньше, чем в тлеющем разряде, потому что катодная область (катодное падение в несколько сотен вольт), крайне необходимая для поддержания разряда постоянного тока, необязательна для высокочастотного разряда. Из опытов с трубками длиной около 30 см и диаметром несколько сантиметров, имеющими внешние полые электроды и наполненными газом при давлении 1—30 мм рт. ст., было найдено, что потенциал горения подчиняется эмпирическому закону

$$V = X(x + a) + b\lambda i, \quad (4.84)$$

где x — расстояние между электродами; λ — длина волны приложенного поля (40—640 м, $f \sim 0,5$ —7,5 Мгц); i — ток (до 12 ма); a и b — константы, зависящие от природы и давления газа, а также от диаметра трубки. Для каждого газа в этой области токов и частот X постоянно.

Обнаружено явное различие между атомными и молекулярными газами: потенциал горения и среднее поле в молекулярном газе намного больше, чем в одноатомном. Например, в упомянутом типе разряда в длинных трубках для неона $X/p \approx 0,5$, для гелия $X/p \approx 1,5$ и для N_2 $X/p \sim 20$. При некоторых определенных значениях давления и тока, различных для разных газов, столб разряда разбивается на страты: это наблюдали и изучали в H_2 , O_2 , воздухе и аргоне, иногда с примесью паров ртути [104, 105, 109, 110]. В парах ртути даже в разрядах с внешними электродами на боковых стенках сосуда наблюдаются металлические покрытия [111].

Теория. Свойства полностью сформировавшегося разряда в простейшем случае объясняются действием пространственного заряда положительных ионов, который затрудняет диффузию электронов на стенки сосуда. В этом случае условием стационарного состояния оказывается

$$v_i n + D_a \nabla^2 n = 0, \quad (4.85)$$

совпадающее с условием пробоя, в котором коэффициент свободной диффузии электронов заменен коэффициентом амбиполярной

диффузии $D_a = \frac{b_e D^+ + b^+ D_e}{b_e + b^+}$. Это уравнение, впервые выведенное Таунсендом [112], применялось к разрядам с цилиндрической геометрией и в газах при относительно высоких давлениях ($v \gg f$), когда скорость ионизации можно описывать коэффициентом α . Уравнение Таунсенда

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \alpha \frac{b_e X}{D_a} \cdot n = 0 \quad (4.86)$$

приводит к решению для концентрации электронов n как функции радиуса r того же вида, что и решение Шоттки для положительного столба тлеющего разряда. В параметрах подобия X/p оно является функцией pr . Оказалось, что для разряда в гелии [113] эта теория дает правильную зависимость поля от давления. При давлениях ниже 10 мм рт. ст. хорошее согласие теории с экспериментом получилось в предположении прямой ионизации. При давлениях выше 30 мм рт. ст. предполагалось, что ионизация происходит под действием электронов, сталкивающихся с метастабильными атомами. Теоретические и экспериментальные результаты приводили в одной точке с помощью неопределенной константы.

Красик, Альперт и Мак Кубрей [70], применив анализ Гольштейна, более тщательно проверили теорию на разрядах в микроволновой области частот между параллельными пластинками. Здесь опять форма кривой $X - p$ оказалась правильной, но предсказываемые значения не согласовались с измеренными (см. рис. 4. 21, б). Одна из трудностей получения правильного решения состоит в выборе подходящих граничных условий; например, изолирующие или металлические стенки приводят к различным распределениям потенциала. Удачнее оказался метод, предложенный Флюгге [114], который рассматривал уравнения непрерывности и средний энергетический баланс, включая упругие, возбуждающие и ионизирующие соударения. Для геометрии с параллельными пластинками их можно записать в виде (статическое поле E создается пространственным зарядом)

$$v_i n_e = \frac{dj_e}{dx}, \quad (4.87)$$

$$j_e = -D_e \frac{dn_e}{dx} - n_e b_e E, \quad (4.88)$$

$$j_+ = -D + \frac{dn_+}{dx} + n_+ b_+ E. \quad (4.89)$$

Уравнение Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e(n_+ - n_e) \quad (4.90)$$

и

$$j_e = j_r \quad (4.91)$$

и уравнение энергетического баланса

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{e^2 X_0}{2m} \cdot \frac{v}{v^2 + \omega^2} - \frac{2n}{M} v (\varepsilon - \varepsilon_{\text{газ}}) - v_i (eV_i) - \Sigma v_{\text{возб}} (eV_{\text{возб}}) - n_e b_e E^2, \quad (4.92)$$

где X_0 — пиковое значение приложенного поля; ε — средняя энергия электронов (предполагается, что они имеют максвелловское распределение); $v_{\text{возб}}$ — частота соударений, приводящих к возбужденным состояниям с энергией $eV_{\text{возб}}$; V_i — потенциал ионизации. Решение этих уравнений приводит к значениям n_+ , n_e , ε и E в центре разряда. Если n_e очень мало, то удовлетворяется условие возникновения разряда; если n_e велико и $(n_+ - n_e)/n_e \rightarrow 0$, когда $n_e \rightarrow \infty$, то удовлетворяется условие горения разряда.

Сравнение метода Флюгге с экспериментальными результатами показывает в некоторой определенной области pR лучшее согласие для условия горения, чем в случае простой теории (см. рис. 4. 21). Хорошее согласие отмечено для условия зажигания, но лишь при низких давлениях. Шнейдер [115] отметил, что в областях, близких к стенкам, электроны могут осаждаться на стенки под действием колебательного дрейфового движения. Эти потери очень малы в середине сосуда и увеличиваются ближе к стенкам. Их можно учесть с помощью добавочного члена an_x в правой части уравнения (4. 88), где a — константа, а x — расстояние от средней плоскости.

Действие пространственного заряда. Энергия и концентрация электронов

Как уже отмечалось, в полностью сформированном разряде образуется большой пространственный заряд, создающий значительные статические поля и пространственные потенциалы. Было естественно предположить, что метод зондов Ленгмюра можно использовать для одновременного измерения n_e , T_e и пространственного потенциала, определяя ток, приходящий на зонд, в зависимости от его потенциала. Первые измерения подобного типа провели Банерджи и Гангули [116] в однородных разрядах и разрядах со стратами в воздухе, O_2 и H_2 в длинных цилиндрических трубках с полыми электродами (разряды имели темные пространства и прочие явления, характерные для катодных областей тлеющего разряда постоянного тока, вблизи каждого электрода). При измерениях возникли трудности при нахождении соответствующего опорного потенциала для зонда — здесь электрод не может быть использован, как в разряде постоянного тока; кроме того, возможно, что присутствие зонда изменяет пространственный потенциал самой плазмы, так как она не связана ни

с одной точкой при абсолютном потенциале ¹. Все же эти первые измерения показали, что в ярких областях разряда, посредине между электродами, возникают очень большие пространственные потенциалы (в несколько сотен вольт), которые спадают симметрично к электродам и далее за электродами увеличиваются и падают опять. В разряде со стратами обнаружены промежуточные максимумы и минимумы. Подобным образом меняются концентрация электронов и их средняя энергия. Более поздние измерения n_e и T_e (но, конечно, не пространственного потенциала) проводили методом плавающих двойных зондов, когда статический потенциал прикладывают между двумя зондами, помещенными в разряд, а ток, проходящий между зондами, регистрируется в зависимости от разности их потенциалов [117].

Например, Коджима и Такояма [118] при изучении разрядов в аргоне между параллельными пластинками при частоте 200 Мгц нашли $T_e \sim 2,5-2,8 \cdot 10^4$ °К ($\epsilon \sim 3,9$ эв) при $p = 7$ мм рт. ст.; Митани [119] проделал аналогичные эксперименты как в разряде с параллельными пластинами, так и в цилиндрической геометрии при частоте 2600 Мгц. На рис. 4. 22 приведена кривая из работы [118], которая указывает на уменьшение электронной температуры с увеличением давления для слабых разрядов (n_e в центре разряда $\sim 10^7$ электрон/см³).

В большинстве разрядов с токами порядка миллиампер концентрация электронов составляет около 10^9 , а средние энергии электронов при высоком давлении ($v \gg f$) несколько электронвольт. Было найдено, что при разряде в воздухе в области давлений порядка 0,1—11 мм рт. ст., возбуждаемом на частоте 10^8 гц, температура электронов остается постоянной ($3 \cdot 10^4$ °К) при изменении плотности электронов от 10^{10} до 10^{12} . Установлено, кроме того, максвелловское распределение электронов по энергиям [120]. Из спектроскопических наблюде-

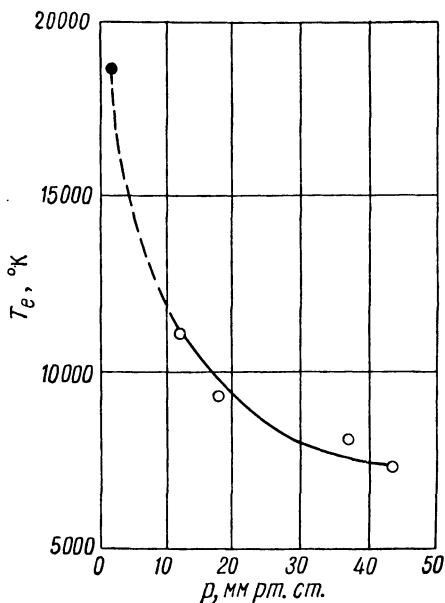


Рис. 4. 22. Изменение электронной температуры разряда с давлением в аргоне в высокочастотных полях [118].

¹ Критические замечания относительно данного метода и подобных измерений и сравнение положительного столба разряда постоянного тока с высокочастотным даны в работе Бекка [см. Н. В е с к, Z. Phys., 97, 355 (1935)].

ний [108, 121, 231] были получены энергии, соответствующие энергиям, измеренным с помощью зондов. Теоретическое распределение электронов по энергиям в присутствии полей пространственного заряда нашли Бернштейн и Гольштейн [122]. Поздние исследования высокочастотных разрядов со стратами в длинных трубках провели Джерпетов и Зайцев [123].

Распределение электронов в пространстве при наличии резонанса плазмы (т. е. когда в некоторых частях разряда собственная частота колебания ионов и электронов равна приложенной частоте: $4\pi ne^2/m\omega^2 = 1$) обсуждали и измеряли Эллис и Браун [124]. Наибольшее свечение наблюдали в областях разряда, где соблюдаются условия резонанса. Благодаря большому положительному пространственному заряду и устойчивому дрейфу, создаваемому диффузией, между зондами или электродами, расположенными асимметрично относительно центра разряда, создаются значительные постоянные потенциалы. Таким образом, высокочастотный разряд может использоваться как источник постоянного тока. Свойства таких устройств детально исследовали [125]. Ток, проходящий через разряд, зависит от расположения и потенциала электродов, частоты приложенного поля и давления в газе; в таких устройствах часто наблюдалось распыление материала электродов. Приложенное статическое поле между вспомогательными или основными электродами изменяет внешний вид разряда и распределение ионов и электронов, заставляя светящиеся области перемещаться ближе к отрицательному электроду.

Пространственный заряд является превосходным источником положительных ионов, которые можно вывести с помощью постоянного поля, обычно накладываемого перпендикулярно высокочастотному полю. Наиболее удобным и эффективным источником ионов оказался кольцевой разряд с индуктивной связью (разряд *H*).

В высокочастотных разрядах появились особо благоприятные условия для изучения химических реакций, так как в них отсутствуют примеси металлов электродов. Такие исследования были проведены несколькими авторами [127—129]. Корриган и Энгель [130] показали, что в водороде большая часть электрической энергии, потребляемая разрядом, расходуется на диссоциацию молекул. Фаза и величина тока измерялись методом моста [131].

Кольцевой разряд [33, 35, 147]

Безэлектродный кольцевой разряд возбуждается, когда сосуд, содержащий газ при низком давлении, помещают внутрь солеоида, который питается высокочастотным током. В сформированном безэлектродном разряде образуется замкнутый кольцевой ток, причем первоначальная электродвижущая сила по кольцу до возникновения пространственного заряда определяется скоростью изменения заключенного в нем магнитного потока.

Томсон [132] предположил, что условие зажигания удовлетворяется, когда электрон, движущийся в индуцированном электрическом поле, приобретает энергию, достаточную для ионизации атома за один свободный пробег

$$rH_0 \frac{e}{m} = \frac{2eV_i}{m} + (\omega\lambda_e)^2, \quad (4.93)$$

где r — радиус трубки; H_0 — максимальное значение магнитного поля ($H_0 \sin \omega t$); V_i — потенциал ионизации газа. Таким образом, H_0 является функцией $\omega\lambda_e$, т. е. f/p (параметр подобия); требуемое поле велико при низком и высоком давлениях и имеет минимум, когда $(\omega\lambda_e)^2 = 2eV_i/m$. Кривая зажигания H_0/p является, следовательно, вогнутой, и положение минимума зависит от частоты, т. е. подобно кривым X/p в обычных высокочастотных разрядах.

Эти свойства были подтверждены Томсоном. Электрическое поле, индуцируемое в газе до пробоя, определяют из измерений электромагнитной энергии, подводимой к проводнику, охватывающему разрядную трубку. Однако если не применять хорошее электростатическое экранирование, электрическое поле между концами катушки может быть больше, чем поле, создаваемое на замкнутых траекториях благодаря изменению магнитного потока, и имеются все основания полагать, что именно это поле приводит к началу развития разряда. Индуцированное поле играет основную роль, когда через возбуждающую катушку проходят очень большие токи [133, 134]. К сожалению, измерений с хорошим экранированием было проделано мало, поэтому нет настоящей проверки теории кольцевого разряда. Отметим работу Кэбинна [135], который изучал хорошо заэкранированные разряды в Ne, Ar, Kг и Хе при частоте 1 Мгц в широкой области давлений от 10^{-2} до 10 мм рт. ст. Он нашел в разряде несколько различных режимов, обладающих разными спектроскопическими свойствами. Кривая зависимости индуцированного поля от давления имеет два минимума; метод двойных зондов дал значения $T_e \sim 2,8 \cdot 10^4$ °К в аргоне и $1,6 \cdot 10^4$ °К в криптоне в центре разряда. Штраусс [233] изучал разряды в диапазоне 4 и 8 Мгц. В ранних работах Смит [135] применял метод зондов. Он обнаружил, что в парах ртути запрещенные линии могут возбуждаться при высокой температуре электронов. Было найдено, что интенсивность видимого света увеличивается, когда параллельно или перпендикулярно к высокочастотному магнитному полю прикладывается постоянное магнитное поле [137, 138]. В поперечных полях это увеличение может быть очень большим, если высокочастотное поле находится приблизительно в резонансе с частотой Лармора.

Хотя некоторые характеристики кольцевого разряда трудно поддаются измерению, все же эти разряды для определенных целей обладают преимуществами. Например, отсутствие электродов

и замкнутые траектории электронов делают почти невозможным точное измерение поля и потенциала, но, с другой стороны, для электронов создаются почти бесконечные траектории, и, так как они проходят через положительный пространственный заряд, который однороден на всем протяжении этих траекторий, они не испытывают замедляющего воздействия и претерпевают лишь небольшое возмущение в распределении по энергиям, создаваемое приложенным полем. В этих условиях спектры могут возбуждаться совсем слабыми полями, и, так как сосуд можно электрически изолировать, он с успехом используется как источник для спектроскопических измерений [139, 147]. Кольцевой разряд применяется так же, как источник положительных ионов в ускорителях частиц [140] и для получения очень больших циркулирующих токов в изолирующем сосуде, имеющем форму тора. Впервые такие разряды изучены Варе [141] и Каузинсом [142], которые разряжали конденсатор через первичную катушку для получения очень большого изменения магнитного потока. Предельный ток разряда превышал 10^4 а, и фотографии, сделанные в вращающейся камерой, показали, что токовый канал периодически сужался (пинч-эффект). Недавно этот принцип был применен в более широком масштабе для получения термоядерных реакций в сильноточных разрядах [143—5] (см гл. 6).

Разряды при низких частотах (амплитуды электронов больше длины сосуда)

В некоторых более ранних измерениях потенциалов зажигания на кривой $V_s - p$ с уменьшением давления иногда наблюдалось несколько минимумов. Предположим, что минимумы объясняются резонансными колебаниями в газе, однако Гилл и Дональдсон [146] нашли, что в длинных цилиндрических трубках с внешними электродами, когда поле направлено вдоль трубки, кривая $V_s - p$ имеет обычный вид только с одним минимумом, а когда поле пересекает трубку, появляется второй минимум (при большем давлении). Они объяснили это тем, что при повышенном давлении электронное облако колеблется с амплитудой, меньшей диаметра трубки, причем ионизация в газе уравнивается диффузией. С уменьшением давления электроны получают дополнительную энергию от поля благодаря их большим свободным пробегам, вследствие чего потенциал зажигания медленно уменьшается. Однако амплитуды колебания электронного облака возрастают, и, когда они становятся приблизительно равными расстоянию между стенками, потери электронов быстро увеличиваются и для зажигания разряда требуется намного большее поле. Вычисление, при котором используются известные дрейфовые скорости электронов, а также измеренные поля в этом минимуме дают амплитуду движения, сравнимую с диаметром трубки. Так как $v_{\text{дрейф}} \approx \frac{X_0}{p} \sin \omega t$, то

амплитуда движения зависит от $X_0/\omega\rho$ и, следовательно, поскольку минимум кривой V_s-p определяется $X_0/\omega\rho = \text{const}$, то по мере увеличения частоты он перемещается в сторону более низких давлений (точки D на рис. 4. 23). Второй минимум (точки A) в этих экспериментах возникает при низком давлении, когда $v \approx f$; при еще более низких давлениях электроны получают от поля меньшее количество энергии из-за их колебательного движения

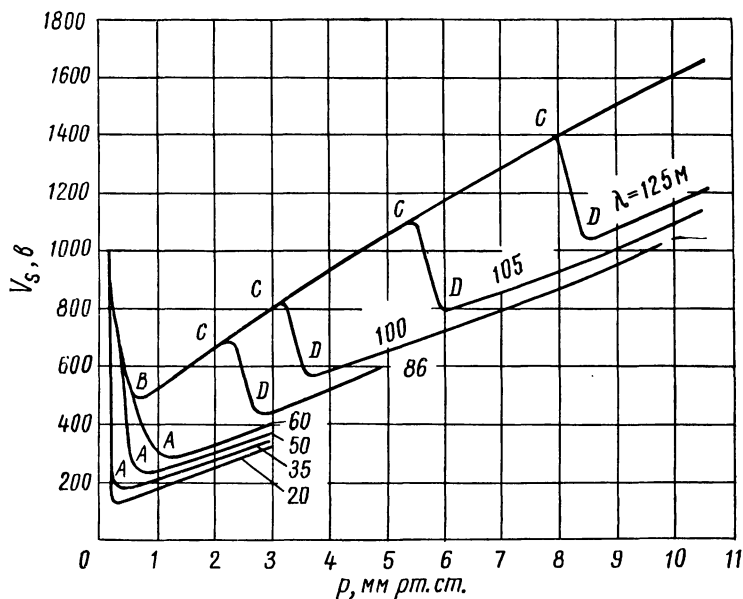
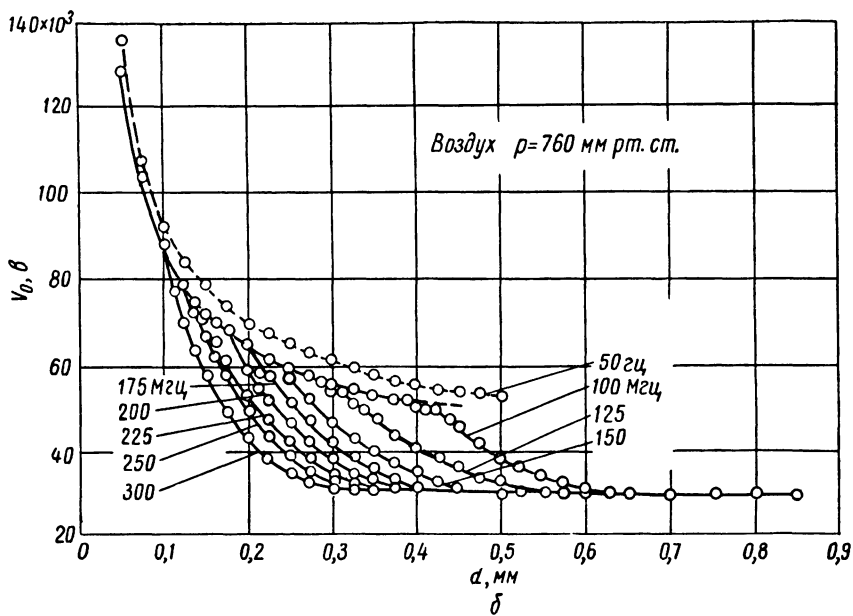
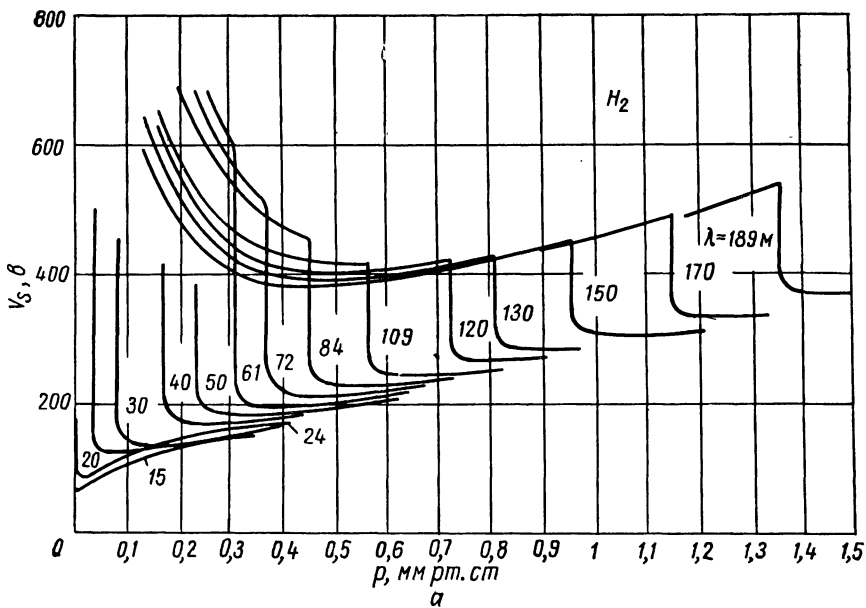


Рис. 4. 23. Высоочастотный потенциал зажигания V_s в длинной цилиндрической трубке с внешними полыми электродами, расположенными на расстоянии 30 см при различных длинах волн λ [146].

в течение свободного пробега, поэтому для зажигания разряда требуется большее значение высокочастотного поля.

Аналогичные кривые с двумя минимумами были найдены Ченотом [64]. В своих экспериментах он использовал стеклянные цилиндры с плоскими торцами, наполненные газом при низком давлении. Применялись и внешние плоские электроды (рис. 4. 24, в). Пим [81] использовал зажигание разряда в небольших зазорах (≈ 1 мм) в воздухе при давлении свыше 50 мм рт. ст. и нашел, что на частотах от 100 до 300 Мгц поле зажигания увеличивается, когда электроды находятся на расстоянии, меньшем, чем критическое (зависящее от частоты). Джитенс [148] провел измерения в большой области частот: он указал на различные «типы» колебаний в разрядах. Объяснение этих результатов соответствует общей схеме, представленной здесь и в последующих разделах. Цуккерман [147] также провел многочисленные измерения такого типа, некоторые из них с кольцевыми разрядами.



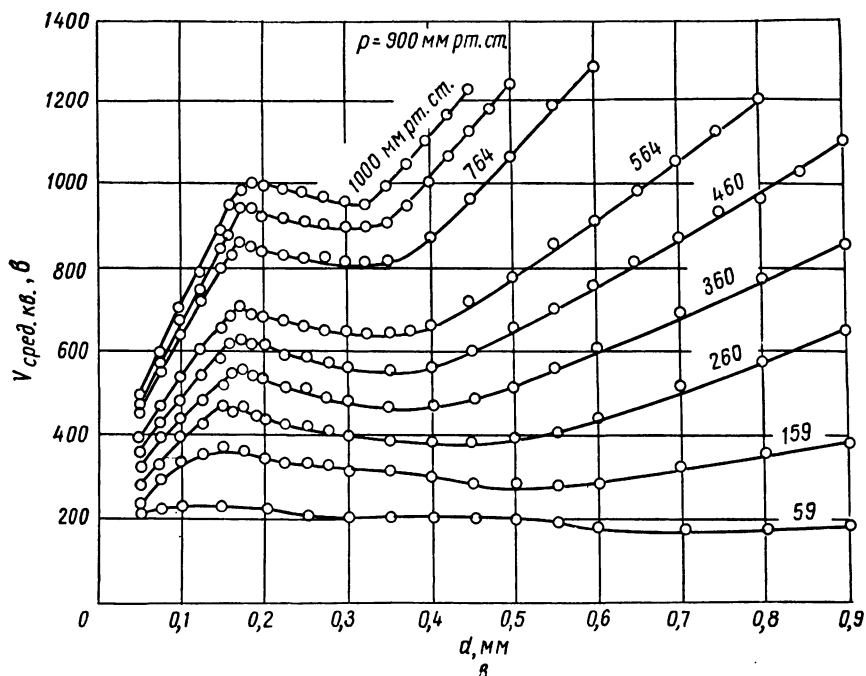


Рис. 4. 24. Высокочастотный потенциал зажигания V_s в цилиндрическом стеклянном сосуде с плоскими торцами длиной $d = 6,1$ см и диаметром $D = 3,3$ см в однородном электрическом поле, приложенном к внешним электродам параллельно оси [64] (а); изменение потенциала зажигания в воздухе с частотой, давлением газа и расстоянием между электродами d . Пробой между внутренними электродами [81] (б и в).

Детальное изучение области перехода к низким частотам было проведено в H_2 , N_2 , D_2 , He и Ne Гиллом и Энгелем [149], которые исследовали зависимость поля зажигания в цилиндрических стеклянных сосудах, помещенных между плоскими электродами, от частоты приложенного поля. Результаты показаны на рис. 4. 25.

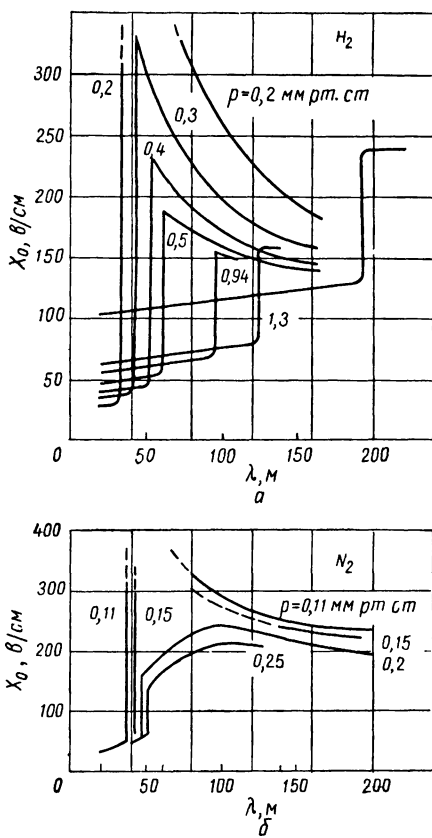


Рис. 4. 25. Поле зажигания при различных длинах волн в цилиндрических сосудах с плоскими торцами длиной 3,55 см; однородное электрическое поле вдоль оси в водороде (а) и азоте (б) [149].

С увеличением длины волны резкая граница, т. е. резкий скачок в значении поля зажигания найден при всех давлениях в H_2 и D_2 и при низких давлениях ($p < 0,2$ мм рт. ст.) в N_2 и инертных газах; при больших давлениях скачок переходит в более плавную ступень увеличения X , занимающую значительный интервал длин волн. По-видимому, это явление происходит из-за очень узкого распределения электронов по энергиям и малого размытия электронного облака в H_2 и D_2 , поэтому, когда облако подходит к стенкам, потери возрастают скачком; в других газах это размытие больше и потери увеличиваются постепенно. Покрытие стенок камеры палладием показало, что при давлениях газа порядка 0,2 мм рт. ст. вторичная эмиссия электронов играет существенную роль, но при давлении свыше 0,5 мм рт. ст. ее эффект незначителен. Эти цифры относятся к разрядам в H_2 , но дают также порядок величины и для других газов.

Из положения скачка и величины приложенного поля в этой точке может быть вычислена подвижность электронов. Пиковые значения X/p в этих разрядах часто бывают очень большими, особенно при низких давлениях, а как известно, при больших полях дрейфовая скорость пропорциональна \sqrt{X} , следовательно, ее можно записать

$$\frac{dv}{dt} = k\sqrt{X_0 \sin \omega t}. \quad (4. 94)$$

Выражение (4. 94) при малых полях, когда поле проходит через нуль, неверно (закон квадратного корня неприменим), но, поскольку электроны при этом проходят короткие расстояния, ошибка невелика. Решение этого уравнения требует использования γ -функций, но если размах колебаний, т. е. двойную амплитуду, приравнять длине сосуда d , то

$$\frac{d}{1,2} = 2k \frac{\sqrt{X_0}}{\omega}. \quad (4. 95)$$

Таким образом, если измерить граничную длину волны $\lambda_{гр} = 2\pi c/\omega$ и пиковое значение поля $X_{гр}$ у основания скачка, то можно получить значение k , а следовательно, и дрейфовую скорость электронов при пиковом значении X/p . При низком X/p (большие давления) простое линейное соотношение $v_{дрейф} \propto X_0 \sin \omega t$ лучше согласуется с результатами опытов и дрейфовая скорость, найденная в N_2 для $X_0/p = 20$, приблизительно на 30% больше значения, измеренного в постоянных полях. Анализ в N_2 , менее точный, чем в H_2 , из-за расплывания электронного облака, показывает, что дрейфовая скорость пропорциональна X/p для значений в пределах от 50 до 100 $v/cm \cdot mm \text{ pt. cm.}$ и $\sqrt{X/p}$ между 300—500 [232].

Некоторые интересные соотношения получаются при граничной длине волны $\lambda_{гр}$ и поле зажигания $X_{гр}$. Если давление настолько велико, что дрейфовая скорость пропорциональна X/p , то ограничение амплитуды колебаний электронов приводит к равенству

$$\frac{X_{гр}\lambda_{гр}}{pd} = \text{const}. \quad (4. 96)$$

Более того, экспериментальные результаты показывают, что для любой заданной трубки $X_{гр}$ изменяется линейно с давлением. Следовательно,

$$\lambda_{гр} \left(a + \frac{b}{p} \right) = \text{const}, \quad (4. 97)$$

где константа зависит от длины сосуда. При высоком давлении $\lambda_{гр}$ стремится к постоянному значению.

Интересным моментом является то, что разряд можно зажечь при длинах волн, больших граничных, но для этого требуются намного большие поля. В этих условиях амплитуды колебания электронов были бы во много раз больше длины сосуда, поэтому все электроны отбрасываются к стенкам в какую-то долю полу-периода. Ясно, что при зажигании разряда здесь, должно быть, действует какой-то другой механизм, но только в некоторых случаях его удалось удовлетворительно объяснить. В H_2 при низких давлениях быстрое падение напряжения электрического поля с увеличением λ заставляет предполагать, что заряженная частица является важнейшим ионизирующим средством, поскольку

из-за своей инерции она чувствительна к изменению длины волны ВЧ-поля в противоположность фотонам и метастабильным атомам. Если предположить, что частица имеет заряд e и массу M , то уравнение движения примет вид

$$M\ddot{x} = eX_0 \sin \omega t - \frac{e}{b} \dot{x}, \quad (4.98)$$

где b — подвижность. Если предположить, кроме того, что частицы должны приобретать постоянную максимальную скорость v , то решение этого уравнения приводит к выражению

$$e^2 X_0^2 = v^2 \left(\omega^2 M^2 + \frac{e^2}{b^2} \right). \quad (4.99)$$

Таким образом, на графике величина X_0^2 , зависящая от ω^2 , должна изображаться прямой линией, и экспериментально это подтверждено. Пересечение прямой с осями координат и ее наклон выражают соотношение между e/M и подвижностью b . Сравнением измеренных подвижностей известных частиц найдено, что ион H_2^+ играет заметную роль в разряде. Амплитуды колебания ионов при этих частотах и полях составляют часть длины сосуда, и, по-видимому, положительные ионы, ударяющиеся о стенки трубки со случайными скоростями, выбивают вторичные электроны, которые поддерживают первоначальную ионизацию, созданную в газе электронами. Этот процесс протекает непрерывно в течение всего периода, и в среднем половина вторичных электронов попадет в поле благоприятного направления и уйдет в газ.

Уравнение (4.99) показывает, что поскольку $v = \text{const}$, то изменение ω , т. е. длины волны, приводит к изменению поля X . Этим и объясняется в основном характер кривой на рис. 4.25. Несколько экспериментов с дейтерием также указывает на подобные результаты, но подвижность электронов и ионов D_2^+ меньше, чем ионов водорода. В азоте этот эффект проявляется меньше, потому что электронное облако сильно рассеивается в пространстве и не все электроны отбрасываются на стенки за один полу-период. В инертных газах область перехода сильно размыта по частоте. Вероятно, возникает несколько вторичных эффектов, например, может оказаться существенной фотоэлектронная эмиссия со стенок.

Измерения в широком диапазоне частот

Относительно небольшое число экспериментов было проведено в широкой области частот. Гаррис и Энгель [27, 85] измеряли потенциалы зажигания в неоне, а Фрэнсис [131] — потенциалы зажигания и ток в водороде, азоте и гелии, в цилиндрических стеклянных сосудах с внешними электродами, в области частот от несколь-

ких мегагерц до нескольких герц. Результаты с неоном рассмотрены наиболее детально. На рис. 4. 26 приведены кривые зависимости поля зажигания от длины волны. На графике видны три плоских плато, самое нижнее из которых при наиболее коротких длинах волн нами уже обсуждалось. Значение X/p ($\sim 0,6$ в/см \times мм рт. ст.) на плато 1 (рис. 4. 26) настолько мало, что даже наиболее благоприятное распределение по энергиям не может

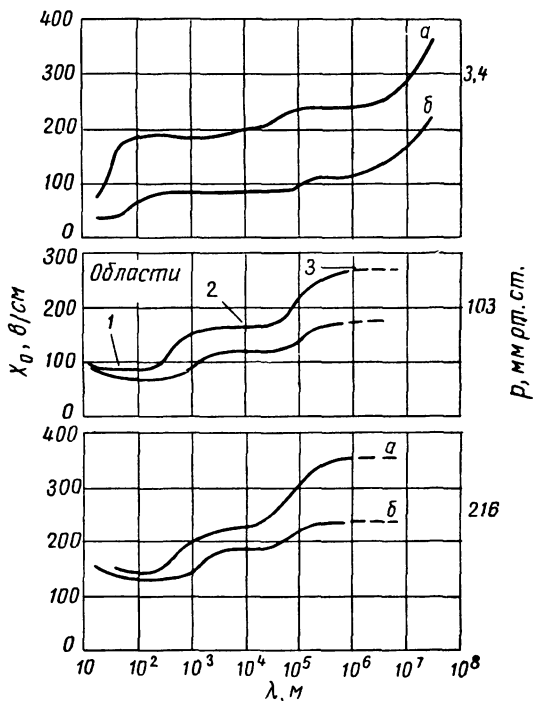


Рис. 4. 26. Поле зажигания как функция длины волны приложенного поля в неооне для различных давлений газа в стеклянных сосудах с внутренним размером 1 см (кривые а) и 2,2 см (кривые б) [27].

дать количество электронов с энергиями, необходимыми для ионизации (>21 эв), достаточное для компенсации потерь за счет диффузии. При этом поле зажигания имеет величину, необходимую для создания такой концентрации возбужденных и метастабильных атомов в газе, когда ионизация может производиться электронами с энергией только 5 эв, которые пополняются за счет фотоэмиссии со стенок. Переход ко второй области происходит в диапазоне длин волн, зависящем от давления газа и длины сосуда. Можно показать, что увеличение поля ко второй области происходит в результате выбрасывания электронов на стенки сосуда под действием их дрейфового движения в течение доли одного

полупериода. Однако в газе они все же создают концентрацию возбужденных состояний, которая уменьшается благодаря эмиссии фотонов. Одни фотоны попадают прямо на стенки, другие — из резонансных состояний интенсивно поглощаются атомами газа, которые, вновь оказываясь в возбужденных резонансных состояниях, повторно излучают фотоны. Таким образом, резонансные фотоны ($h\nu \sim 16 \text{ эв}$) медленно диффундируют через газ и спустя относительно большой отрезок времени ударяются о стенки непрерывным потоком. Часть их h выбивает фотоэлектроны в течение той доли последующего полупериода, когда поле достаточно велико, чтобы вызвать размножение.

Допустим, один электрон, проходящий 1 см в направлении поля, создает ϵ возбужденных атомов, что приводит к эмиссии ϵ_i фотонов, которые немедленно попадают на стенки, и ϵ_d резонансных фотонов. Каждый электрон создает в этом случае ϵd квантов при прохождении сосуда с длиной d . С каждого торца цилиндра, у которого боковые стенки значительно удалены друг от друга, число вторичных электронов, выбитых мгновенно, плюс число электронов, освобождаемых медленно диффундирующими квантами, созданными в предыдущий полупериод, равно $\gamma_p \epsilon_i d$, т. е. $\gamma_p h \epsilon_d d$, где γ_p — средний фотоэлектронный выход. Следовательно, условие зажигания имеет вид

$$\frac{1}{2} \gamma_p d (\epsilon_i + h \epsilon_d) \geq 1. \quad (4. 100)$$

Множитель 1/2 появляется потому, что электроны только с одной стенки найдут поле в благоприятном направлении и попадут в газ.

Следующий переход к более высоким полям зажигания третьей области (низкие частоты) происходит, когда частота настолько мала ($< 10^4 \text{ гц}$), что все диффундирующие резонансные фотоны достигают стенки в течение одного полупериода поля. Они не способствуют увеличению тока в последующие полупериоды, и условие зажигания для третьей области

$$\frac{1}{2} \gamma_p d \epsilon_i \geq 1 \quad (4. 101)$$

неизбежно влечет за собой увеличение поля. Ток здесь проходит импульсами, занимая лишь часть полупериода. Детальная теория дает значение поля зажигания, хорошо согласующееся с экспериментом для второй и третьей областей, предполагая, что γ_p приблизительно равно 1. Многочисленные данные подтверждают, что такой выход фотоэлектронов действительно существует при энергии квантов порядка 16 эв. Если при наличии примесей (например, аргона, который можно ионизовать метастабильным неоном) ионизация в газе превысит вычисленную, тогда может оказаться достаточным более низкий выход фотоэлектронов для объяснения этих результатов. Однако облучение газа сильным источником неоно-

вого света, который разрушает метастабильные атомы неона, не меняет величины поля зажигания.

В первой области разряд яркий и способен пропускать большие токи. Во второй области — слабый, его однородное оранжевое

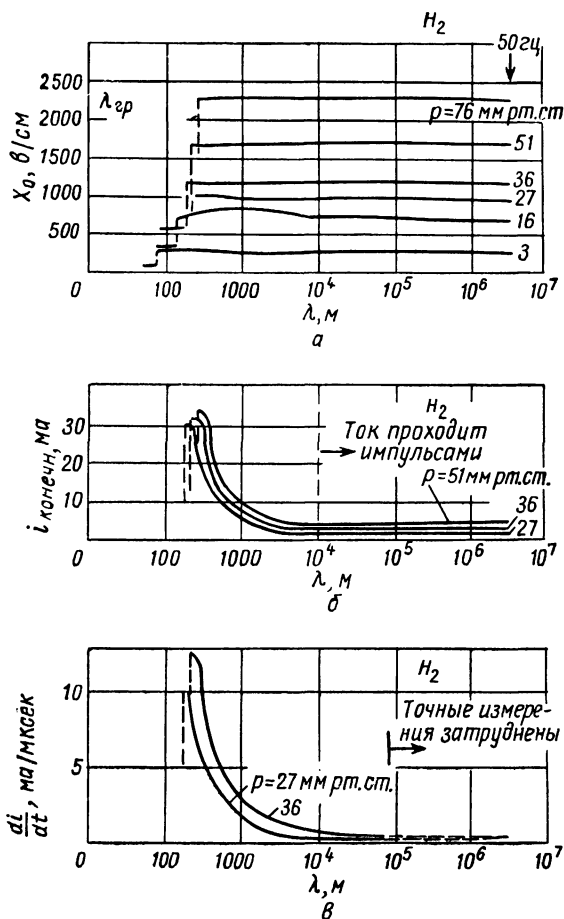


Рис. 4. 27. Безэлектродные разряды в водороде в цилиндрическом стеклянном сосуде длиной 2 см; поле зажигания (а); конечный равновесный ток разряда (б); скорость нарастания тока (в) [131].

свечение можно обнаружить только в полной темноте. В третьей области разряд чуть ярче благодаря большему полю.

В водороде получены результаты другого характера (рис. 4. 27). Здесь резкий скачок зажигания наблюдается вплоть до самых высоких давлений ($p = 76$ мм рт. ст.), и на кривой потенциала зажигания различаются только две области. При длинах волн,

бóльших, чем граничная длина волны, где происходит скачок поля, X остается почти постоянным вплоть до самых низких частот. Ток и его производная по времени (измеренные с помощью мостовой схемы, а также методом наложения импульса высокой частоты) велики за пределами граничного значения и постепенно падают до некоторого постоянного значения. Производная тока по времени и ток имеют различный вид для разных частот: при высоких частотах для установления разряда необходимо несколько периодов поля и, хотя электроны попадают на стенки в течение доли полупериода, ток наблюдается непрерывно в течение всего периода.

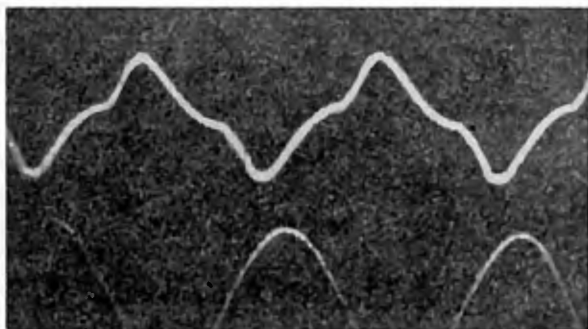


Рис. 4. 28. Ток (верхний луч) и напряжение (нижний луч) безэлектродного разряда в H_2 ($p = 27$ мм рт. ст.) в цилиндрическом перекосовом сосуде длиной 1,8 см, помещенном между параллельными пластинками:

$f = 210$ кгц ($\lambda = 1400$ м), пиковое напряжение равно 2280 в. Эти оциллограммы были получены на двухлучевом осциллографе; отклонения лучей тока и напряжения противоположны.

При низких частотах ток проходит только короткими импульсами, возникающими вблизи пика каждого периода. Импульсы тока измерялись с помощью небольшого сопротивления, соединенного последовательно с электродами. Сигнал усиливали и подавали на осциллограф. От одного состояния разряда к другому имеется плавный переход с промежуточной стадией, когда видны импульсы на фоне небольшого синусоидального тока (рис. 4. 28). Это явление наблюдали и в H_2 , Ne и Kr, а детально его рассмотрели Попов и Капцов [150]. Свойства разряда менялись незначительно, когда применяли сосуды из разных материалов, например пирекса, стекла и кварца.

Для волн, более коротких, чем граничные, разряд имеет слабое розовато-голубоватое свечение, чуть более яркое в центре, целиком заполняющее сосуд. С увеличением длины волны свечение разряда и ток резко меняются. Сразу за граничной длиной волны разряд становится ярким и концентрируется в слоях, близких к торцовым стенкам. При дальнейшем увеличении длин волн слой ста-

новятся более диффузными, пока при 50 гц они совершенно не исчезают.

В области больших длин волн нарастание и пиковое значение импульсов тока изучили достаточно детально. Заряд q , дрейфующий со скоростью $v_{\text{дрейф}}$ в поле X , создает ток во внешней цепи, который определяет энергетическое соотношение:

$$iV = qXv_{\text{дрейф}}. \quad (4.102)$$

Отсюда число электронов в импульсе может быть получено измерением i . Найдено, что за импульс в 1 мксек образуется около 10^9 электронов. Для такой скорости нарастания числа электронов требуются быстрые вторичные процессы. Детальное рассмотрение показывает, что наблюдаемый потенциал зажигания и скорость увеличения тока можно объяснить с помощью фотоэлектронной эмиссии со стеклянных стенок с выходом фотоэлектронов $\gamma_p \sim 5 \times 10^{-2}$. Заряд, попадающий на стенку сосуда после прохождения одного импульса тока, был измерен, когда выходное сопротивление заменили емкостью. Хотя величина тока и скорость его нарастания претерпевают некоторые изменения от импульса к импульсу, общий протекающий заряд остается постоянным, причем он оказывается достаточным для того, чтобы уменьшить поле в сосуде к концу импульса почти до половины его начального значения [151].

Общей чертой разрядов на частотах, меньших граничной (или эквивалентная ей область перехода), является то, что некоторый ионизирующий агент остается еще долгое время после того, как электроны уходят из пространства, и поддерживает непрерывный ток или является источником начальной ионизации в следующем полупериоде. Такими агентами могут служить положительные ионы, резонансные фотоны и метастабильные атомы — все они вызывают вторичные электроны со стенок. При очень низких частотах действие такого агента заключается в создании небольшой ионизации и последующего регулярного ряда импульсов, которые возникают в одной и той же фазе каждого периода поля. В водородных разрядах последующие регулярные импульсы наблюдались до частот 0,1—0,01 гц. Такие низкие частоты моделировались переключением направления постоянного поля, т. е. прямоугольными импульсами с периодом 10—100 сек. Ни один из ионизирующих агентов не мог бы дать столь длительного действия. Считают, что электроны, попадающие на одну из торцовых стенок («анодную стенку») в одном импульсе, связаны настолько слабо, что некоторые могут быть легко извлечены полем в последующий полупериод, когда оказываются на «катодной» стенке и вновь произвести ионизацию в газе. Опыты, поставленные для удаления пристенокных зарядов, нарушали регулярность импульсов [131].

Из рис. 4. 29 и 4. 30 видно, что разряды в азоте напоминают разряды в водороде, а разряды в гелии больше похожи на разряды в неоне. Однако теория разрядов в этих газах еще не разработана.

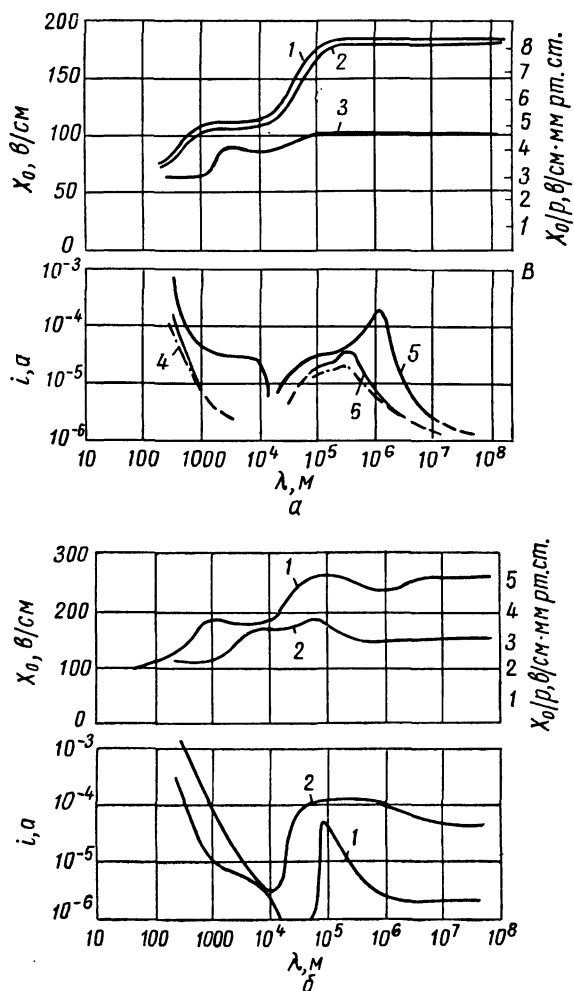


Рис. 4. 29. Безэлектродные разряды в гелии в цилиндрических сосудах из различных материалов (диаметры сосудов 3 см и длина d). Кривые поля зажигания (пиковое значение X_0) и равновесного тока i как функции длины волны приложенного поля:

$r = 22$ мм рт. ст. (а): 1 — небольшой пирексовый или кварцевый сосуд, $d = 1,8$ см; 2 — небольшой сосуд из мягкого стекла, $d = 1,8$ см; 3 — большой сосуд из пирекса, $d = 5,8$ см; 4 — кварцевый сосуд; 5 — большой сосуд из пирекса; б — малый сосуд из пирекса; $r = 47$ мм рт. ст. (б): 1 — сосуд из пирекса, $d = 1,8$ см; 2 — сосуд из пирекса, $d = 5,8$ см.

Присутствие зарядов на стенках, безусловно, может влиять на измерения потенциала зажигания, так же как и на наблюдение последовательности импульсов. При наложении переключающихся постоянных полей важно выбрать подходящее время ожидания между измерениями для полного ухода всех зарядов со стенок для того, чтобы поле в газе действительно соответствовало приложенному полю.

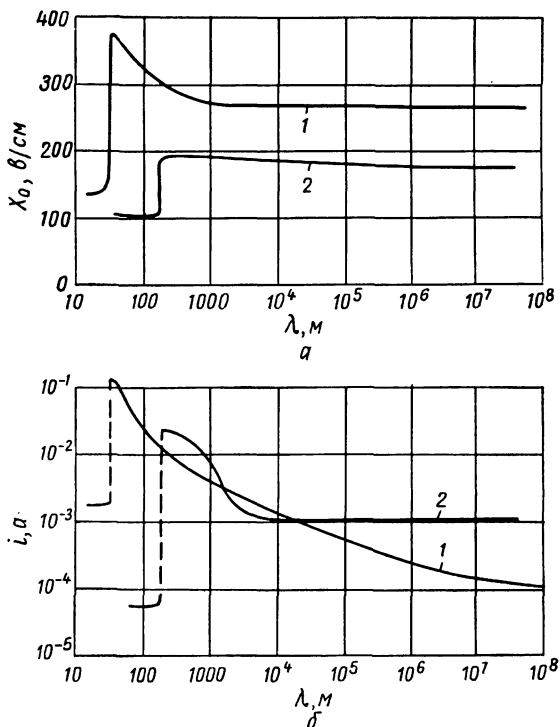


Рис. 4. 30. Поле зажигания (а) и разрядный ток (б) в азоте в цилиндрическом стеклянном сосуде (однородное электрическое поле вдоль оси):

1 — натриевое стекло, $d = 2$ см; 2 — пирекс, $d \approx 6$ см.

Описанные выше эксперименты проводили при довольно низких значениях X/p (например, в H_2 — от 30 до 80 в/см · мм рт. ст.) в сосудах с изолирующими стенками. При этих обстоятельствах заряды на стенках играют очень важную роль, и, кроме того, хорошо известно, что фотоэлектрический эффект γ_p преобладает среди вторичных процессов [152, 153]. Однако в малых зазорах между плоскими параллельными металлическими электродами (низкие значения pd) заряды на стенках не играют никакой роли. Значение X/p более высокое, поэтому важнейшим вторичным эффектом оказывается эмиссия, обусловленная бомбардировкой по-

верхности положительными ионами γ_i . В этом случае кривые потенциала зажигания в зависимости от частоты отличаются от кривых для сосудов из изолирующих материалов. Скорость нарастания тока зависит от скорости обратного дрейфа положительных ионов к временному катоду от точки, где они образуются, которая в большинстве случаев находится около временного анода. При очень низких частотах полупериод $T/2$ настолько велик по сравнению с временем пролета τ ионов через зазор, что поле остается практически при максимальном своем значении достаточно долго для того, чтобы создались условия для нарастания большой плотности ионизации. При высоких частотах поле должно быть очень большим, чтобы размножение происходило достаточно быстро для возникновения нескольких электронных лавин, которые создали бы необходимую ионизацию в зазоре. Следовательно, поле пробоя должно увеличиваться с частотой. Этот эффект был изучен Фучсом с сотрудниками [154, 155], которые в простейшей теории рассматривали электронные лавины как отдельные явления, следующие одно за другим с интервалами времени τ^1 , и получили условие пробоя

$$\gamma_i \left(e^{ad} \cos \frac{2\pi\tau}{T} - 1 \right) = \gamma_i \left(e^{ad} \cos \frac{\omega d}{v_{\text{дрейф}}^+} - 1 \right) = 1, \quad (4.103)$$

если $\tau \ll T$.

Это выражение сводится к обычному условию Таунсенда, когда $\omega = 0$ (постоянное поле), но предсказывает увеличение поля с увеличением ω . Имеется критическая частота f_1 , при которой время пролета иона становится сравнимым с полупериодом (т. е. $\tau \sim T/2$). В этом случае ионы не уходят из объема, хотя подходят настолько близко к стенке, что все еще способствуют вторичным процессам. Совместное действие γ_i и пространственного заряда ионов приводит теперь к уменьшению потенциала зажигания для $f > f_1$, до тех пор пока амплитуда колебания ионов не уменьшится настолько сильно, что γ_i также снизится. В это время потенциал зажигания снова возрастет. Вторая критическая частота f_2 достигается, когда время пролета электрона сравнимо с расстоянием между электродами: выше этой частоты справедлива теория диффузии.

Таким образом, следует ожидать, что кривая V_s в зависимости от f будет иметь два максимума, находящихся между областью

¹ Это рассмотрение основывается на предположении, что необходимо ожидать основную массу ионов, образуемую около анода в одной лавине, чтобы они смогли пройти длину зазора и инжектировать электроны для следующей лавины. В действительности γ_i — непрерывный процесс и позволяет току увеличиваться быстрее, чем это можно было бы представить, исходя из этой простой схемы (см. Llewellyn Jones F. Ionisation and Breakdown in Gases, Chapter 8, Methuen, 1951).

очень низких частот и областью диффузии, что было подтверждено экспериментами (рис. 4. 31). Если используются прямоугольные импульсы вместо синусоидальных, то увеличение потенциала зажигания при частотах ниже f_1 прекращается [154].

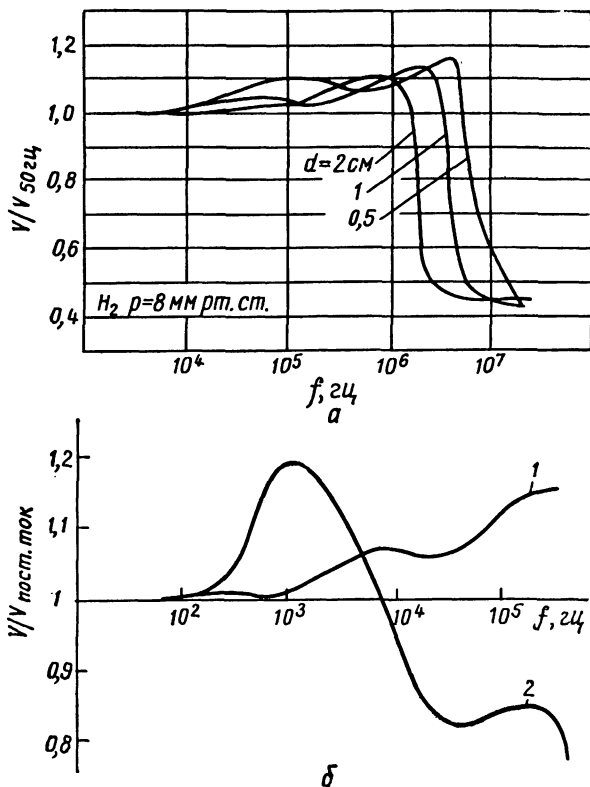


Рис. 4. 31. Потенциал зажигания по отношению к потенциалу зажигания при 50 гц для электродов, расположенных на расстоянии d друг от друга [154]. Платиновые электроды, профиль Роговского (а). Отношение потенциала зажигания к потенциалу зажигания при постоянном поле в зависимости от f [157] (б):

1 — для чистого неона; 2 — для смеси аргона и неона при $d = 1$ см и $p = 20$ мм рт. ст.

Измерения запаздывания подтверждают важную роль ионных колебаний [156]. В смесях Ne—Ar эффект Пеннинга вызывает уменьшение V_s при частотах выше 10 кгц. В разрядах при высоких давлениях ($p > 300$ мм рт. ст.) с внутренними электродами происходит сжатие столба: например, в аргоне между 300 и 500 мм рт. ст. существуют сжатая и несжатая формы разряда

[158]. В первой продольное эффективное поле находится в области 20—30 в/см, во второй — 25—60 в/см.

Разряды при низких частотах [50 гц]

Исследование разрядов при низких частотах, особенно между изолирующими поверхностями, имеет большое практическое значение, так как они развиваются внутри небольших отверстий (в пустотах) в изоляторах, к которым прикладываются большие поля, и приводят к пробое и износу диэлектрика [234, 235]. В простейшей форме в воздухе такие разряды изучались Харрисом [159], который использовал короткие широкие цилиндрические стеклянные сосуды с однородным полем, направленным вдоль оси. Когда амплитуда переменного напряжения достигает значения потенциала зажигания, вблизи пика напряжения в каждом полупериоде возникают импульсы тока, величину и форму которых наблюдали на осциллографе. С увеличением потенциала появляются целые группы импульсов, первый из которых проходит в более раннюю фазу периода. Последующие импульсы возникают после того, как электроны первого импульса быстро размножаются и, попадая на торцовую стенку, уменьшают поле в газе и приводят к прекращению тока. Если внешнее поле все еще увеличивается, то поле в газе вскоре опять достигнет достаточно высокого значения, чтобы прошел следующий импульс тока. Этот процесс повторяется до тех пор, пока приложенное поле не примет своего максимального значения. Вслед за этим приложенное поле уменьшается, и импульсы тока возникают вновь, вначале разряжая стенки, а затем заряжая их в противоположном направлении, когда приложенное поле меняет знак (рис. 4. 32). Эти и аналогичные эксперименты показывают, что механизм разрядов является тем же, что и при постоянном поле, причем начальная ионизация в газе поддерживается вторичными процессами на стенках (очевидно, фотоэлектрической эмиссией). Каждый импульс тока представляет собой разряд вдоль узкого канала, заставляющий заряды на стенке собираться в маленькой области стекла. Различные области не пробиваются одновременно, потому что потенциал зажигания и последующая величина импульса зависят от вторичной эмиссии со стенок, которая меняется от точки к точке. Кроме того, если пройдет один импульс, падение напряжения во внешней цепи предотвратить возникновение других импульсов до тех пор, пока не закончится первый.

В некоторых определенных газах, особенно в галогенах и в какой-то степени в парах воды, эти импульсы уменьшаются по высоте, когда разряд облучается видимым светом ($\lambda \geq 4800 \text{ \AA}$, соответствующая энергии кванта около 2,6 эв и менее). Этот эффект был обнаружен и детально изучен Йоши с сотрудниками [160—164]. Они считали, что при развитии импульсов тока существенными являются два вторичных эффекта: освобождение

электронов под действием положительных ионов, сталкивающихся со стенками, и фотоионизация в газе. Харрис и Энгель [166], изучавшие подобные разряды в Cl_2 , показали, что облучение является эффективным только около катода. Они предположили, что поглощенный слой газа на стенках диссоциирует под действием внешнего света и возникающее вследствие этого прилипание электронов к атомам Cl удаляет их из лавины, снижая тем самым

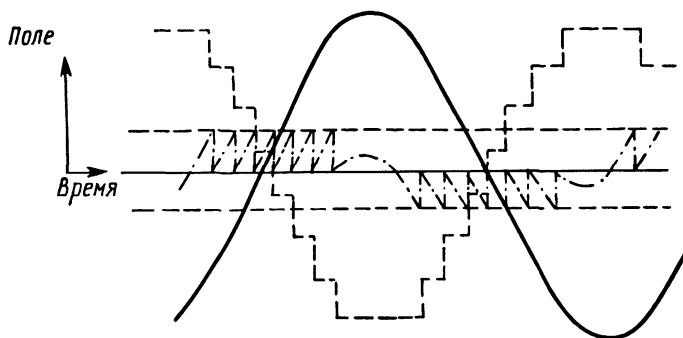


Рис. 4. 32. Поле ограниченного участка в разряде (приложенное напряжение намного больше напряжения зажигания [159]):

— приложенное поле; — — — поле в газе; — · — · — поле пристеночного заряда; — — — — поле пробоя.

высоту импульсов. Воздействие внешнего облучения исчезает при больших перенапряжениях ($V \sim 2 \times$ потенциал зажигания), если импульсы быстро следуют один за другим, и оставшиеся продукты предыдущего импульса участвуют в создании интенсивной ионизации в начале последующего, когда поле вновь восстанавливается.

Когда на низкочастотное электрическое поле накладывается магнитное поле, эффективное увеличение давления приводит к росту пробоя [167].

Обобщение механизмов разряда

При низких частотах (несколько сотен герц и менее) разряды протекают в виде импульсов тока почти независимо в каждом полупериоде, причем их зажигание управляется первичными и вторичными процессами, как и в разряде постоянного тока. Потенциал зажигания в большинстве газов также равен потенциалу зажигания разряда постоянного тока при прочих равных условиях. При малых значениях X/p , особенно в сосудах из изолирующих материалов, основным вторичным процессом является фотоэлектри-

ческий эффект. Нарастание тока в этих условиях происходит настолько быстро по сравнению с периодом изменения поля, что величина поля зажигания не зависит от частоты в широкой области длин волн. При больших значениях X/p , когда используются внутренние металлические электроды, основным вторичным процессом является эмиссия под действием положительных ионов, но рост тока здесь протекает намного медленнее, и в каждом полупериоде возникает небольшое число электронных лавин. При увеличении частоты, для того чтобы достаточно быстро создать ионизацию, поле должно быть увеличено. С дальнейшим увеличением частоты продукты разряда одного полупериода начинают способствовать развитию последующих разрядов, в результате поле зажигания уменьшается. Такими продуктами могут быть резонансные фотоны или метастабильные атомы в инертных газах или ионы. В некоторых газах при больших значениях X/p между металлическими электродами уменьшение поля пробоя происходит при таких частоте и давлении, когда амплитуда колебания ионов оказывается меньше длины сосуда. При еще более высоких частотах электроны под действием поля проходят все меньшее расстояние в течение каждого полупериода: когда их амплитуда становится меньше длины сосуда, потери сильно падают и поле пробоя вновь уменьшается — это и есть область диффузии, так как диффузия в этом случае является единственным источником потерь. В молекулярных газах переход к области диффузии протекает очень резко. В инертных газах он занимает некоторый интервал частот. Дальнейшее увеличение частоты приводит к небольшим изменениям поля пробоя до тех пор, пока частота поля не превысит частоту столкновения электронов с молекулами газа. В последнем случае поле зажигания увеличивается из-за недостаточной передачи энергии поля электродам.

В области диффузии найдены два резонансных эффекта, приводящие к минимальным значениям поля пробоя и горения. Эти эффекты возникают, когда в поперечном магнитном поле частота Лармора равна приложенной частоте и когда в полностью сформированном разряде плотность электронов такова, что частота колебаний плазмы равна приложенной частоте. При очень низком давлении, когда средний свободный пробег электронов больше длины сосуда, пробой происходит благодаря вторичной эмиссии со стенок синхронно с приложенным полем.

Браун [245] собрал все данные, относящиеся к водороду, в форму модели в трех измерениях, оси которой являются параметрами подобия, pL , $p\lambda$ и XL ; таким образом, X — поле пробоя — описывается одновременно как функция давления газа, длины волны приложенного поля и геометрии сосуда. Как мы уже видели, поверхности на этой модели для других газов будут отличаться от водорода. Некоторые данные потенциалов зажигания наиболее часто используемых газов при атмосферном давлении на различных частотах приведены в таблице.

**Поле зажигания X при атмосферном давлении
в различных газах (кв/см)**

Газ	$\lambda = \infty,$ $f = 0$	300 м, 1 Мгц	~ 10 см, 3000 Мгц
Воздух	34	—	28
H ₂	≈ 20	~ 22 *	16
N ₂	35	—	27
O ₂	30	—	32
He	~ 10	0,75	2,5
Ne	~ 1,4	~ 0,5	4
A	2,7 ± 0,3	~ 30	10,5

* Экстраполированные значения.

Применение высокочастотных разрядов

Ионные источники

Высокочастотные разряды особенно полезны для генерации ионов в ускорителях, во-первых, потому что в них можно использовать изолирующие стеклянные сосуды и избежать трудностей, связанных с металлическими электродами, например эмиссии примесей, быстрой рекомбинации и ассоциации атомарных ионов в молекулярных газах; во-вторых, потому что возбуждающее поле не связано с источником постоянного тока ускорителя. Кроме этого, поля, необходимые для поддержания разряда, оказываются малыми и, следовательно, разброс ионов по энергиям — небольшим. Ионы извлекаются сильным постоянным полем, которое в интенсивных разрядах существенно не влияет на плазму. Цилиндрический электромагнитный или кольцевой разряд, возбуждаемый соленоидом, в котором экранируется электростатическое поле, особенно полезен, так как электрическое поле везде перпендикулярно извлекающему полю и значительный путь тока приводит к большой концентрации ионов. Условия давления, частоты и размера сосуда должны выбираться соответственно требуемому типу ионов: например, в водородном разряде, возбужденном при 20 Мгц в пирексовом цилиндре диаметром 3 см, извлекаемый ток протонов (H⁺) является наибольшим при давлении около $2,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. (спектроскопические измерения показывают, что этот тип разряда богат атомарными состояниями [168]). Очень важна конструкция электрода, через который извлекают ионы. Изучению этих вопросов посвящены работы [140, 168—178].

Браун и Мак-Карти [179] изучали возможность использования газа в концентрическом цилиндрическом резонаторе, возбуждаемом на 3000 *Мгц*, в качестве счетчика ионизирующего излучения. Приложенное высокочастотное поле, безусловно, меньше, чем поле, необходимое для пробоя. Если частица быстро проходит через область большого поля резонатора, т. е. около центральной нити, то ионизация быстро увеличивается и вызывает рассогласование микроволновой линии с последующим уменьшением передаваемого сигнала. Этот импульс детектируется и подается на электронно-счетную систему. Счетчик такой конструкции мало чувствителен, поскольку регистрируются частицы, проходящие только около центральной нити. Разрешающее время счетчика большое, потому что ионизация, создаваемая в резонаторе, гасится действием амбиполярной диффузии. Однако добавление постоянного поля (центральная проволока положительна) увлекает первоначальные электроны в область большого поля, повышая таким образом чувствительность, а ионизацию, оставшуюся после прохождения частицы, можно убрать из объема приложением другого постоянного поля после регистрации импульса. В газ обычно добавляют гасящую примесь (в основном спирт) для подавления электронной эмиссии со стенок. Счетчик имеет разрешающее время около 2 *мксек* и время нарастания импульса приблизительно 10^{-8} *сек*.

Было отмечено, что в интенсивном микроволновом поле возникает видимый разряд, локализованный вдоль треков α - и β -частиц (использовался неон, насыщенный парами иода при общем давлении 200 *мм рт. ст.*) [180].

Высокотемпературный факел для сварки

Некоторые экспериментаторы [181—83] использовали частоты около 10 *Мгц* для возбуждения разрядов при атмосферном давлении и наблюдали особый вид разряда в виде факела, привязанного к одному электроду. Эффект образования факела был детально изучен Кэбином и Уилбуром [184], которые подводили микроволновую мощность (10 *Мгц*) к электроду через коаксиальную линию; газ подавали через центр электрода. Разряд загорался при соприкосновении электрода с изолированной проволокой, которую убирали, после чего, если система была соответственно настроена, разряд оставался стабильным и имел вид пламени длиной в несколько сантиметров. Энергия факела, созданного в многоатомных газах, выделяется в результате ассоциации молекул, которые первоначально диссоциируют в разряде. Такой факел способен расплавить многие огнеупорные материалы. Зондовые измерения указывают на температуру электронов в пламени около 10^5 °К (энергия ~ 10 эв). Оценки из спектроскопических измерений [185] и вертикальное смещение горизонтально

расположенного пламени, происходящее благодаря конвекции [186], дают температуру газа во внешних областях пламени примерно $3000\text{ }^\circ\text{K}$ при расходе микроволновой мощности в несколько киловатт. Эти измерения следует интерпретировать очень осторожно, так как большая часть возбуждений происходит благодаря столкновениям электронов, а не тепловому движению газа, а также потому, что электроны, возможно, обладают большими направленными скоростями, особенно около электродов. Температуру обычных микроволновых разрядов большой мощности в резонаторах с низкими давлениями в газе измеряли с помощью термопар [187].

Изучение распадающегося разряда микроволновыми методами. Вывод статистических и атомных констант

Когда приложенное поле, поддерживающее разряд, выключается, электроны и ионы исчезают из области разряда со скоростями, характерными для процессов ухода частиц из плазмы. Этими процессами могут быть диффузия, рекомбинация, прилипание электронов или дрейф, если в области разряда остается постоянное поле, недостаточное для поддержания ионизации. Измерения плотности электронов n в различные моменты времени t во время распада разряда позволяют идентифицировать процесс и выяснить его роль. Плотность электронов определяют из проводимости газа в небольшом микроволновом поле, используемом в качестве зондирующего сигнала [142—143]. Эта проводимость является комплексной, так как электроны выпадают из фазы с микроволновым полем, и может быть представлена с помощью реальной и мнимой частей, соответствующих токам в фазе с полем и сдвигу фазы на 90° к приложенному полю. Первая часть поглощает энергию и зависит от n и ν — частоты соударений; последняя не поглощает энергии и в первом приближении при условии $\nu \ll \omega$ зависит от n и не зависит от ν . Таким образом, одновременное измерение активной и реактивной составляющих проводимости позволяет найти n и ν .

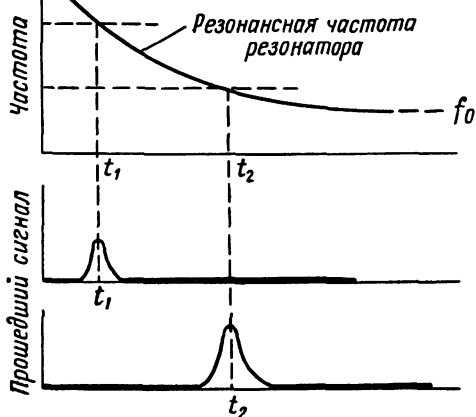
Идея измерения концентрации электронов в ионизованном газе в стационарных разрядах по его действию на высокочастотное поле была предложена Ван дер Полем [188], а затем развита Имамом и Хастгиром [189]. Макинсоном с сотрудниками [190] и другими. Более совершенная современная методика позволяет проводить измерения в распадающихся разрядах. Обычно используют два метода: 1) ионизованный газ находится в микроволновом резонаторе, при этом регистрируются изменения резонансной частоты и добротности Q резонатора; 2) разряд в изолированной, например стеклянной, трубке помещается на пути микроволнового сигнала, и измеряются его ослабление и сдвиг фазы. Ионизация может создаваться с помощью любого подходящего метода и не-

обязательно микроволновым полем¹, хотя в описанных здесь экспериментах с резонатором использовали микроволновые разряды. Последний способ имеет то большое преимущество, что в разряд не нужно вводить никакие дополнительные электроды, а также измерения возможны в разряде с электронами очень низкой средней энергией; правда, измерения дают только среднюю плотность электронов \bar{n} исследуемой области.

В зависимости от используемых частот и аппаратуры эти методы пригодны для измерения \bar{n} в области 10^8 — 10^{12} электрон/см³.

Экспериментальный метод

Наиболее часто используют метод, предложенный Бионди [191, 192], который иллюстрируется рис. 4. 33. В резонаторе импульсным полем создается ионизация, в результате (угловая) частота ω_0 ненагруженного резонатора увеличивается благодаря движению электронов на величину $\Delta\omega$. Вычисления Слэтера [193] дают



$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 2\pi \frac{\bar{n}e^2}{m\omega_0^2} \cdot \frac{1}{[1 + (v/\omega)^2]} = G \approx 2\pi \frac{\bar{n}e^2}{m\omega_0^2} \cdot G \quad (4. 104)$$

$$\text{и} \quad \frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = 4\pi \frac{\bar{n}e^2}{m\omega_0^2} \cdot \frac{v/\omega}{1 + (v/\omega)^2}, \quad (4. 105)$$

Рис. 4. 33. Последовательность событий, иллюстрирующая принцип микроволновых измерений электронной плотности в распадающихся разрядах [195].

малой мощности с частотой f , несколько большей f_0 — резонансной частоты ненагруженного резонатора, непрерывно подается в резонатор и наблюдается прошедшая или отраженная его компонента. По мере уменьшения плотности

¹ Об измерениях в тлеющем разряде постоянного тока см. Francis G. Handbuch der Physik, 22, Springer 1956.

электронов при некотором значении n возникает состояние [см. уравнение (4. 104)], когда резонансная частота резонатора оказывается равной f , в этот момент отраженная мощность имеет минимум, а прошедшая — максимум. Повторяя эту последовательность операций и используя различные частоты зондирующего сигнала, можно проследить изменение плотности электронов во времени. Кроме того, с помощью фотоумножителя, включенного в течение очень коротких выделенных интервалов времени, после того как разряд начал затухать, можно измерить уменьшение интенсивности спектральных линий [194, 195]. С помощью комбинации таких измерений часто удается определить процесс, ответственный за уход электронов из разряда.

Сразу же следует указать на ограничения описываемого метода. Перссон [196] подчеркнул, что результаты Слэтера основаны на определенных упрощающих предположениях; например, что ток, образованный движением электронов, очень мал по сравнению с током смещения, так что уравнение (4. 104) справедливо только, когда $\Delta\omega$, а следовательно, и электронная плотность очень малы. Если это не справедливо, тогда соотношение между $\Delta\omega$ и \bar{n} не линейно, но может быть вычислено. Верхний предел величины плотности электронов, которая может быть измерена, достигается, когда

$$\frac{4\pi\bar{n}e^2}{m\omega_0^2} = 1. \quad (4. 106)$$

Из этого соотношения можно определить частоту колебаний вследствие макроскопической поляризации плазмы. Если это выражение приближается к единице, то поле пространственного заряда велико и вызывает другие виды возбуждения резонатора. Если оно больше единицы, то действующее поле только частично проникает в плазму. При соответствующей конструкции резонатора, в которой электрическое поле перпендикулярно градиентам плотности электронов, можно расширить верхний предел [197]. Изменение резонансной частоты в какой-то степени зависит от соударений между электронами и молекулами газа. Нижний предел измерения \bar{n} определяется чувствительностью аппаратуры, т. е. точностью регистрации изменения резонансной частоты. Пределы измерения плотности электронов с использованием простейшей теории имеют значения \bar{n} от $5 \cdot 10^7$ до $5 \cdot 10^9$ электрон/см³, а при более точной теории и соответствующей конструкции — приблизительно до $5 \cdot 10^{10}$ электрон/см³. Перссон отмечает, что более совершенная методика измерения Q цепи, приспособленная для частот порядка 1 Мгц, позволила бы измерить 10^{12} — 10^{16} электрон/см³ при давлении около 1 мм рт. ст.

В ранних экспериментах применяли эту методику и упрощенную теорию, в результате были получены большие значения коэффициента электрон-ионной рекомбинации (особенно в Н₂), пре-

восходящие на несколько порядков известные величины, хотя иногда это объяснялось присутствием примесей в газе [199—201]. Позднее значения были исправлены [198]. Автор считает, что результаты микроволновых измерений сильно отличаются от первых значений и их следует трактовать с некоторой оговоркой, если получение плотности электронов выводилось не из точной теории. Желательно подтверждать их дополнительными данными (например, спектроскопическими). Конечно, не следует ожидать очень хорошего согласия с прежними значениями, поскольку при затухании разряда средняя энергия электронов достигает тепловых значений ($\sim 0,03$ эв), тогда как в постоянных полях энергии могут составлять несколько электронвольт.

Прохождение волн

Во многих экспериментах изучали действие ионизованного газа на прохождение небольшого микроволнового сигнала [201]. В классическом выражении реактивная составляющая проводимости влияет на коэффициент преломления среды и вызывает сдвиг фазы, которую можно измерить интерференционными методами. Активная составляющая проводимости определяет коэффициент затухания и ослабляет волну (см. гл. 5). Методика измерений составляющих проводимости и подробная теория детально обсуждались Гольдштейном и другими [202—207]. Зондирующие сигналы могут быть непрерывными или импульсными и в одно и то же время могут иметь различные частоты и (или) амплитуды. Использование миллиметровых волн дало возможность измерить большие плотности электронов ($\sim 10^{14}$ на $см^3$) [207]. Одним из вариантов этого метода является изучение прохождения сигнала через ионизованный газ при наличии статического или медленно изменяющегося магнитного поля и наблюдение за изменением поляризации волны; в сочетании с измерениями поглощения снова представляется возможным определить \tilde{n} и ν [203, 204].

Общая теория прохождения волн через ионизованный газ изложена в гл. 5, а более детально — в обзорах Аллиса [237] и Брауна. Недавно Драммонд [236] исследовал прохождение микроволн через области, обладающие высокими электронными и ионными температурами в магнитном поле.

Диффузия, рекомбинация, прилипание, подвижность

Когда выключается поле, возбуждающее разряд, v_i становится равным нулю и плотность электронов n уменьшается соответственно соотношению

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -D_a \nabla^2 n - Rn \cdot n_+ - h\nu_a n, \quad (4.107)$$

где предполагается, что электроны уходят под действием амбиплярной диффузии (D_a), рекомбинации (коэффициент R) и прили-

пания (h — вероятность прилипания, а ν_a — частота, с которой электрон сталкивается с молекулами, захватывающими электроны; таким образом, $\nu_a \propto N$, где N — плотность таких молекул). Предполагается также, что при любом процессе ¹ новые электроны не образуются и что в результате упругих соударений электроны охлаждаются до постоянной энергии, так что D_a , R и h не изменяются во время измерений. Если необходимо точно знать энергию электронов, следует учитывать два момента: электроны могут иметь постоянную энергию, несколько большую, чем тепловая, благодаря поглощению небольших количеств энергии от постоянного зондирующего сигнала или они могут быть немного холоднее газа, поскольку при амбиполярной диффузии более быстрые электроны уходят на стенки («диффузионное охлаждение») [208, 209]. Такое охлаждение особенно заметно в более тяжелых инертных газах. Так как $k \approx 2m/M$ мало, передача энергии от атомов к электронам незначительна.

Экспериментальные условия выбираются таким образом, чтобы действовал один или два (не больше) процесса; например, при высоком давлении газа преобладает рекомбинация. Если главным процессом является диффузия, то решение уравнения (4.107) (другими членами пренебрегаем) приводит к n как функции времени, экспоненциально затухающей с несколькими разными показателями степени (т. е. с различными значениями постоянной времени). Поэтому необходимо ждать, пока все члены, кроме члена с самой большой постоянной времени, соответствующей характерной диффузионной длине L , не затухнут:

$$n = \sum C_1 e^{-t/\tau_1} f_1(x, y, z), \quad (4.108)$$

где C_1 — константы, определяемые начальным распределением при $t = 0$; $f_1(x, y, z)$ — функции координат, называемые модами, а τ_1 — соответствующие постоянные времени. Когда остаются лишь затухающие члены самого низшего порядка, то $\ln n$, нанесенный на график, в зависимости от t изображен прямой линией с некоторым углом наклона [192, 200, 212].

$$\frac{1}{\tau} = \frac{D_a}{L^2}. \quad (4.109)$$

Если преобладающим является процесс рекомбинации, тогда обычно $n = n_+$ и $-Rn^2$ выражает потери при рекомбинации. Тогда

$$\frac{1}{n(t)} - \frac{1}{n(0)} = Rt. \quad (4.110)$$

¹ В некоторых инертных газах наблюдалось увеличение плотности электронов в течение короткого времени после выключения разряда, возникающее в результате соударений метастабильных атомов с другими метастабильными атомами или с нейтральными атомами примеси. Подобные исследования дают возможность выяснить многие обстоятельства о роли метастабильных атомов в разряде [210, 211].

Следовательно, $\frac{1}{n} - t$ описывается прямой линией с наклоном, равным R [198—201]. Если единственным главным процессом является прилипание, тогда

$$n = n(0) e^{-hv_a t} . \quad (4.111)$$

Наклон кривой $\ln n - t$ определяет hv_a [200, 213]; этот процесс может быть отделен от диффузии благодаря различной зависимости от давления, так как $v_a \propto p$, $D_{i1} \propto 1/p$. Отметим также, что $hv_a = \sigma_a v_r N$, где v_r — хаотическая скорость электронов, а σ_a — сечение прилипания электрона к атому, которое можно определить.

Микроволновые измерения часто проводят совместно со спектроскопическими наблюдениями, например за линиями рекомбинации, и с масс-спектрометрическими, которые позволяют обнаруживать различные ионы, присутствующие в разряде [214]. Подвижность ионов можно определить из коэффициента амбиполярной диффузии, если предположить, что электроны имеют температуру, равную температуре газа, $D_a = 2D^+$, а $\frac{b^+}{D^+} = \frac{e}{kT}$.

Некоторые интересные результаты всех этих измерений показали, например, что амбиполярная диффузия является преобладающим процессом, приводящим к потерям, во многих газах при давлениях 20 или 30 мм рт. ст. и что в инертных газах молекулярные ионы, например He_2^+ , играют важную роль в послесвечении разряда. В гелии при давлениях выше 20 мм рт. ст. электроны исчезают под действием рекомбинации с He_2^+ с последующей диссоциацией. Примеси инертных газов способствуют возникновению атомных ионов, становятся существенными как эффект Пеннинга, так и перезарядка, а когда возможно, также и образование сложных ионов, например HeNe^+ .

Более подробно эти результаты обсуждаются в работах Гольдштейна [202] и Оскама [211].

Атомные величины.

Частоты соударений, средняя потеря энергии

Частоту соударений электронов v с молекулами газа можно получить при одновременном измерении действительных и мнимых составляющих проводимости. Это осуществили следующим образом:

1. Регистрировали изменения резонансной частоты и значения Q резонатора [215, 216, 241]. Некоторые результаты для сечения упругих соударений электронов, обладающих энергиями 0,039 эв, приведены ниже и сравниваются с более ранними измерениями. Они относятся к газам при $p = 1$ мм рт. ст. и 0°C .

	He	Ne	Ar	Kr	Xe	H ₂	N ₂
Q (микроволновый метод), $\text{см}^2/\text{см}^2$	19	3,3	2,1	54	180	46	15
Q (старые методы) [217], $\text{см}^2/\text{см}^2$	0	7	8	40	130	4	1,6

Ясно видны значительные расхождения. Существует также другой метод измерений с резонатором, использующий наложенное магнитное поле [218]. Результаты последних и других измерений в резонаторе приведены в обзоре Джиллардини [219].

2. Измеряли ослабление и сдвиг фазы проходящей волны. Изучали взаимодействие двух волн различной частоты с использованием в лабораторных масштабах эффекта, обнаруженного впервые в ионосфере [220] и теоретически обоснованного Бейлеем и Мартином [221]. Когда две волны пересекают одну и ту же область ионизованного газа, на слабой волне можно обнаружить модуляцию сильной волны («ионосферная поперечная модуляция»). Причиной этого явления оказывается поглощение более сильных волн, которое увеличивает среднюю энергию электронов, что приводит к изменению их частоты соударений. Это в свою очередь изменяет поглощение более слабых волн, а следовательно, их прохождение зависит от присутствия сильной («возмущающей») волны. В микроволновых измерениях сильная волна прикладывается импульсом («импульсная модуляция»). При этом увеличивается средняя энергия электронов. Таким образом, можно измерить не только \bar{n} и ν , но также и изменение ν с энергией электронов от 0,04 до 0,5 эв. Из постоянной времени релаксации, связанной с передачей волны малой мощности вслед за возмущающим импульсом, можно определить среднюю долю энергии k , теряемую электроном при соударении с молекулой газа [205, 206]. Например, было найдено, что в гелии k равно $2,7 \cdot 10^{-4} \approx 2m/M$, а в N_2 — приблизительно $5,5 \cdot 2m/M$. Следовательно, электрон теряет некоторое количество энергии на вращательное возбуждение молекулы N_2 . В гелии при комнатной температуре сечение соударений, измеренное таким методом, составило $24 \text{ см}^2/\text{см}^3$, что хорошо согласуется с другими микроволновыми измерениями; в N_2 измеренное Q_m оказалось равным приблизительно $60 \text{ см}^2/\text{см}^3$, т. е. значительно больше, чем полученное при измерениях в резонаторе или старыми методами.

Микроволновые измерения температуры электронов T_e

Для полноты изложения рассмотрим микроволновый метод измерения температуры электронов в распадающейся плазме, хотя, насколько известно автору, до сих пор этот метод применяли только в разрядах постоянного тока, в которых электронная температура достаточно велика. Было обнаружено, что разряды создают шумы (т. е. сплошной спектр частот) в микроволновой области частот, простирающейся от одного до двух порядков величины частот среднего соударения электронов [222, 223]. Было получено несколько эмпирических законов, аналогичных законам излучения черного тела (например, закон смещения Вина), откуда следует, что разряд излучает, подобно черному телу, при темпера-

туре $T_{ш}$ («температуре шума»). Энергия, излучаемая в интервале частот df , равна $kT_{ш}df$. В некоторых условиях было найдено, что значение $T_{ш}$ хорошо согласуется со значениями T_e , полученными из зондовых измерений [224—226]. Парзен и Гольдштейн [227] нашли, что излучаемая энергия может быть объяснена флуктуациями тока электронов в плазме. Вычисляя вероятность определенной частоты соударений, при заданной скорости электронов они получили энергию P_f , излучаемую в интервале частот f , $f + df$:

$$P_f = \left[kT_e + \frac{P_0}{Nv} \left(2 + \frac{v^2 - 4\pi^2 f^2}{v^2 + 4\pi^2 f^2} \right) \right] df, \quad (4.112)$$

где P_0 — полная энергия, рассеянная в разряде, а N — число молекул газа в 1 см^3 ; второй член обычно мал и $T_e \approx T_{ш}$. Этот метод аналогичен измерению интенсивности теплового излучения звезд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lorentz H. A. Theory of Electrons; Leipzig; Teubner, 1916.
2. Childs E. C. Philos. Mag., **13**, 873 (1932).
3. Appleton E. V. and Chapman F. W. Proc. Phys. Soc. Lond., **44**, 146 (1932).
4. Margenau H. Phys. Rev., **69**, 508 (1946); **109**, 6 (1958).
5. Margenau H. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
6. Margenau H. and Adler P. Phys. Rev., **79**, 970 (1950).
7. Townsend J. S. and Gill E. W. B. Philos. Mag., **26**, 290 (1938).
8. Boot H. A. H. and Shersby-Harvie R. Nature, Lond., **180**, 1187 (1957).
9. Eccles W. H. Proc. Roy. Soc., **A87**, 79 (1912).
10. Larmor J. Philos. Mag., **48**, 1025 (1924).
11. Appleton E. V. and Childs E. C. Ibid., **10**, 969 (1930).
12. Mierdel G. Ann. Phys., **85**, 612 (1928).
13. Ionescu V. and Mihul C. J. phys. et radium, **6**, 35 (1935).
14. Gangopadhyay S. and Khashtgir S. R. Philos. Mag., **25**, 883 (1938).
15. Jancel R. and Kahan T. Nuovo cimento, **12**, 573 (1954).
16. Bayet M., Delcroix J. L. and Denisse J. E. J. phys. et radium, **15**, 795 (1954); **16**, 274 (1955); **17**, 923, 1005 (1956).
17. Гуревич А. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **30**, 1112 (1956).
18. Holstein T. Phys. Rev., **70**, 367 (1946).
19. Margenau H. and Hartman L. M. Ibid., **73**, 297, 309, 316 (1948).
20. Cahn J. H. Ibid., **75**, 293, 838 (1949).
21. Allis W. P. and Brown S. C. Ibid., **84**, 519 (1951).
22. Rosen P. Ibid., **103**, 390 (1956).
23. Wolff P. A. Ibid., **103**, 845 (1956).
24. Giliardini A. L. and Brown S. C. Ibid., **105**, 25 (1957).
25. Chapman S. and Cowling T. G. The Mathematical Theory of Non-uniform Gases; London: Cambridge University Press, 1952.
26. Townsend J. S. Philos. Mag., **13**, 745 (1932).
27. Harries W. L. and von Engel A. Proc. Roy. Soc., **A222**, 490 (1954).
28. Tesla N. Electr. Engng, Lond., **7**, 549 (1891).
29. Wiedemann E. and Ebert H. Wied. Ann., **1**, 549 (1893).
30. Thomson J. J. Philos. Mag., **32**, 321, 445 (1891).
31. Gould L. and Brown S. C. J. Appl. Phys., **24**, 1053 (1953).

32. Brown S. C. and Rose D. J. *Ibid.*, **23**, 711, 719, 1028 (1952).
33. Babat G. I. J. *Instn Elect. Engrs*, **94 (III)** 27 (1947).
34. Thomson J. *Philos. Mag.*, **10**, 280 (1930); **18**, 696 (1934); **21**, 1057 (1936); **23**, 1 (1937).
35. Thomson J. J. and Thomson G. P. *Conduction of Electricity through Gases*; London: Cambridge University Press, 1933.
36. Gill E. W. B. and Donaldson R. H. *Philos. Mag.*, **2**, 129 (1926).
37. Alfven H. and Cohn-Peters H. J. *Ark. Mat. Astr. Fys.*, **31**, 1 (1944) [quoting results of N. E. Backmark and V. Bengston (Dipl. Technische Hochschule, Stockholm, 1941)].
38. Gill E. W. B. and von Engel A. *Proc. Roy. Soc.*, **A192**, 446 (1948).
39. Hatch A. J. and Williams H. B. *J. Appl. Phys.*, **25**, 417 (1954).
40. Kollath R. In *Handbuch der Physik*, Vol. 21; Heidelberg: Springer, 1956.
41. McKay K. G. *Advances Electronics*, **1**, 65 (1948).
42. Bruining H. *Physics and Applications of Secondary Electron Emission*; London: Pergamon Press, 1954.
43. Krebs K. and Meerbach H. *Ann. Phys.*, **15**, 189 (1955).
44. Huber E. L., Ozaki H. T. and Kleider A. *Ninth Gaseous Electronics Conference*, Pittsburgh (American Physical Society).
45. Kossel F. and Krebs K. *Z. Phys.*, **139**, 189 (1954).
46. Hatch A. J. and Williams H. B. *Phys. Rev.*, **100**, 1228 (1955).
47. Hatch A. J. and Williams H. B. *Ibid.*, **89**, 339 (1953).
48. Tamagawa H., E. T. J., Tokyo, **3**, 42, 93 (1957).
49. Francis G. and von Engel A. *Philos. Trans.*, **A246**, 143 (1953).
50. Francis G. and von Engel A. *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **B63**, 823 (1950).
51. Francis G. D. *Philos. Thesis*, University of Oxford, 1951.
52. Prowse W. A. and Cooper R. J. *Instn Elect. Engrs*, **95 (III)** 342 (1948); *Nature, Lond.*, **161**, 310 (1948).
53. Cooper R. J. *Instn Elect. Engrs*, **94 (III)**, 315 (1947).
54. Posin D. Q. *Phys. Rev.*, **73**, 496 (1948).
55. Prowse W. A. and Lane P. E. *Appl. Scient. Res.*, Hague, **R5**, 127 (1955).
56. Mitchell A. C. G. and Zemansky M. W. *Resonance Radiation and Excited Atoms*; London: Cambridge University Press, 1934.
57. Hale D. K. *Phys. Rev.*, **73**, 1046 (1948).
58. Brasefield C. J. *Ibid.*, **35**, 1073 (1930); **37**, 82 (1931).
59. Gutton C. C. R. *Acad. Sci.*, **176**, 1871 (1923); **178**, 467 (1924).
60. Kirschner F. *Ann. Phys.*, **77**, 287, 298 (1925); **7**, 798 (1930); *Phys. Rev.*, **72**, 348 (1947).
61. Gutton C. and Gutton H. C. R. *Acad. Sci.*, **186**, 303 (1928).
62. Gutton H. *Ann. Phys.*, Paris, **13**, 62 (1930).
63. Rhode L. *Ann. Phys.*, **12**, 569 (1932).
64. Chenot M. *Ann. Phys.*, Paris, **3**, 277 (1948) (many earlier references given here).
65. Llewellyn Jones F. and Morgan G. D. *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **B64**, 560, 574 (1951).
66. Llewellyn Jones F. and Williams G. C. *Ibid.*, **B66**, 17, 345 (1953).
67. Townsend W. A. and Williams G. C. *Ibid.*, **72**, 823 (1958).
68. Herlin M. A. and Brown S. C. *Phys. Rev.*, **74**, 291, 910, 1650 (1948).
69. MacDonald A. D. and Brown S. C. *Ibid.*, **75**, 411 (1949).
70. Krasik S., Alpert D. and McCoubrey A. O. *Ibid.*, **76**, 722 (1949).
71. MacDonald A. D. and Brown S. C. *Ibid.*, **76**, 1634 (1949).
72. Varnerin L. J. and Brown S. C. *Ibid.*, **79**, 946 (1950).
73. Allis W. P. and Brown S. C. *Ibid.*, **87**, 419 (1952).
74. Allis W. P., Brown S. C. and Everhart E. *Ibid.*, **84**, 519 (1951).
75. MacDonald A. D. and Betts D. D. *Canad. J. Phys.*, **30**, 565 (1952); **32**, 812 (1954).
76. MacDonald A. D. *Phys. Rev.*, **88**, 420 (1952).
77. Reder F. H. and Brown S. C. *Ibid.*, **95**, 885 (1954).

78. Mac Donald A. D. and Brown S. C. *Canad. J. Phys.*, **28**, 168 (1950)
79. Brown S. C. and Mac Donald A. D. *Phys. Rev.*, **76**, 1629, 1634 (1949).
80. Prowse A. W. and Clark J. L. *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **72**, 625 (1958).
81. Pim J. A. *Nature, Lond.*, **161**, 683 (1948); *Proc. Instn Elect. Engrs*, **96**, 117 (1949).
82. Mac Donald A. D. and Matthews J. H. *Phys. Rev.*, **98**, 1070 (1955).
83. Oskam H. J. *J. Appl. Phys.*, **27**, 848 (1956).
84. Salmon J. E. *Ann. Phys.*, Paris, **2**, 827 (1957), см. также *J. phys. et radium*, **16**, 210, 384 (1955).
85. Harries W. L. and von Engel A. *Nature, Lond.*, **171**, 517 (1953).
86. Varela A. A. *Phys. Rev.*, **71**, 124 (1947).
87. Yamamoto K. and Okuda T. *Appl. Scient. Res.*, Hague, **B5**, 144 (1955).
88. von Engel A. and Steenbeck M. *Elektrische Gasentladungen*; Berlin, Springer, 1932, 1934.
89. Ware A. A. *Philos. Mag.*, **45**, 547 (1954).
90. Knoll M., Ollendore F. and Rompe R. *Gasentladungstabellen*; Berlin, Springer, 1934.
91. Tonks L. and Allis W. P. *Phys. Rev.*, **52**, 710 (1937).
92. Lax B., Allis W. P. and Brown S. C. *J. Appl. Phys.*, **21**, 1297 (1950).
93. Brown A. E. *Philos. Mag.*, **29**, 302 (1940).
94. Ferretti L. and Veronesi P. *Nuovo cimento*, **2**, 639 (1955).
95. Huxley L. G. H. *Aust. J. Phys.*, **10**, 240 (1957).
96. Prowse W. A. and Jasinski W. *Proc. Instn Elect. Engrs*, **98**, (IV) 101 (1951); **99** (IV), 194 (1952).
97. Labrum N. R. C. S. I. R. Australia, RPR 85, 1947.
98. Prowse W. A. and Lane P. E. *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **B69**, 33 (1956); *Nature, Lond.*, **172**, 116 (1953).
99. Townsend J. S. and Donaldson R. H. *Philos. Mag.*, **5**, 178 (1928).
100. Townsend J. S. and Hethercot W. *Ibid.*, **7**, 700 (1929).
101. Hayman R. L. *Ibid.*, **7**, 586 (1929).
102. Johnson P. *Ibid.*, **10**, 921 (1930).
103. Llewellyn Jones F. *Ibid.*, **11**, 163 (1931).
104. McCallum S. P. and Klatzow L. *Ibid.*, **15**, 829 (1933).
105. Hiedemann E. *Verh. physiol. Ges. Berl.*, **7**, 47 (1926); *Ann. Phys.*, **85**, 43, 649 (1928).
106. Ebelar L. and Hiedemann E. *Ibid.*, **5**, 625 (1930).
107. Патеюк Г. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **30**, 12 (1956).
108. Townsend J. S. and Llewellyn Jones F. *Philos. Mag.*, **11**, 679 (1931), **12**, 815 (1931).
109. Banerji D. and Ganguli R. *Ibid.*, **13**, 494 (1932).
110. Richards R. C. *Ibid.*, **2**, 508 (1926).
111. Banerji D. and Ganguli R. *Ibid.*, **15**, 676 (1933); **17**, 313 (1934).
112. Townsend J. S. C. R. *Acad. Sci.*, **186**, 55 (1928).
113. Llewellyn Jones F. *Philos. Mag.*, **15**, 958 (1933).
114. Flugge W. *Ann. Phys.*, **18**, 251 (1956).
115. Schneider F. Z. *angew. Phys.*, **6**, 456 (1954); см. также **4**, 324 (1952).
116. Banerji D. and Ganguli R. *Philos. Mag.*, **11**, 410 (1931); **13**, 495 (1932).
117. Johnson E. O. and Malter L. *Phys. Rev.*, **80**, 58 (1950).
118. Kojima S. and Такояма К. *J. Phys. Soc. Japan*, **4**, 349 (1949).
119. Mitani K. *Ibid.*, **7**, 634, 637 (1952); **8**, 642 (1953); **10**, 391 (1955).
120. Bayet M. and Guérineau F. C. R. *Acad. Sci.*, **239**, 1029 (1954).
121. Brasefield C. J. *Phys. Rev.*, **35**, 92 (1930).
122. Bernstein I. B. and Holstein T. *Ibid.*, **94**, 1475 (1954).
123. Джерпетов К. А. и Зайцев А. А. «Докл. АН СССР», **89**, 825 (1953); «Ж. эксперим. и теор. физ.», **24**, 516 (1953).
124. Allis W. P. and Brown S. C. *Phys. Rev.*, **84**, 519 (1951).
125. Chenot M. C. R. *Acad. Sci.*, **227**, 45 (1948); **234**, 608, 1152 (1952). *J. phys. et radium*, **16**, 54, 101 (1955); **17**, 842 (1956); **18**, 395 (1957); *Appl. Scient. Res. Hague*, **B5**, 124 (1955).

126. Gould L. and Roberts L. W. J. Appl. Phys., **27**, 1162 (1956).
127. Schumb W. C. and Goldman L. Proc. Amer. Acad. Arts Sci., **69**, 169 (1934).
128. Thomson J. J. Proc. Phys. Soc. Lond., **40**, 79 (1928).
129. Finch G. I. Ibid., **A62**, 465 (1949).
130. Corrigan S. J. B. and von Engel A. Proc. Roy. Soc., **A245**, 335 (1958), см. также McMahon H. and Marshall M. Trans. Electrochem. Soc., **84**, 109 (1943).
131. Francis G. Proc. Phys. Soc. Lond., **B68**, 137 (1955).
132. Thomson J. J. Philos. Mag., **4**, 1128 (1927).
133. MacKinnon K. A. Ibid., **8**, 605 (1929).
134. Yarnold G. D. Ibid., **13**, 1179 (1932).
135. Cabannes F. Ann. Phys. Paris, **10**, 1026 (1955).
136. Smith C. G. Phys. Rev., **59**, 997 (1941); **71**, 135 (1947).
137. Neuert H., Stuckenberg H. J. and Weidner H. P. Z. angew. Phys., **6**, 303 (1954).
138. Hall R. N. Rev. Scient. Instrum., **19**, 905 (1948).
139. Nisewanger C. R., Holmes J. R. and Weissler G. L. J. opt. Soc. America, **36**, 581 (1946).
140. Thonemann P. C., Moffat J., Roae D. and Sanders J. H. Proc. Phys. Soc. Lond., **61**, 482 (1948), см. также Progr. Nucl. Phys., **3**, 219 (1953).
141. Ware A. A. Philos. Trans., **A243**, 197 (1951).
142. Cousins S. W. and Ware A. A. Proc. Phys. Soc. Lond., **B64**, 159 (1951).
143. Thonemann P. C. Nature, Lond., **181**, 217 (1958).
144. Allen N. L. Ibid. **181**, 222 (1958).
145. Hagerman D. C. and Mather J. W. Ibid. **181**, 226 (1958).
146. Gill E. W. B. and Donaldson R. H. Philos. Mag., **12**, 719 (1931).
147. Zouckerman R. Ann. Phys., Paris, **13**, 78 (1940) (many earlier references given here).
148. Githens S. Phys. Rev., **57**, 822 (1940).
149. Gill E. W. B. and von Engel A. Proc. Roy. Soc., **A197**, 107 (1949).
150. Попов Н. А. и Капцов Н. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **27**, 97 (1954); **30**, 68 (1956).
151. Francis G. Conference on Ionized Gases (Birmingham: Royal Society, Warren Research Committee), 1954.
152. Llewellyn Jones F. Philos. Mag., **28**, 192, 328 (1939).
153. Llewellyn Jones F. and Davies D. E. Proc. Phys. Soc. Lond., **B64**, 519 (1951); **72**, 1061 (1958).
154. Fuchs W. Z. Phys., **103**, 709 (1936); Appl. Scient. Res. Hague, **B5**, 109 (1955); Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
155. Fuchs W., Graf L., Mues G. and Müller H. G. Z. Phys., **145**, 1 (1956).
156. Bright A. W. and Huang H. C. Proc. Instn Elect. Engrs, **100** (111) 407 (1954); **102** (c), 42 (1955); см. также Fatech and R. Nature, Lond., **167**, 566 (1951).
157. Vlaardingerbroek M. T. Appl. Scient. Res. Hague, **B5**, 139 (1955).
158. Солнцев Г. С. и Дмитриева М. М. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **29**, 651 (1955).
159. Harries W. L. Proc. Instn Elect Engrs., **100** (11A) 132 (1953).
160. Joshi S. S. and Deshmukh G. S. Nature, Lond., **147**, 806 (1941).
161. Joshi S. S. and Deo P. G. Ibid., **151**, 561 (1943); **153**, 434 (1943).
162. Joshi S. S. Ibid. **154**, 147 (1944); Proc. Indian Sci. Congr. (1946).
163. Ramiah N. A., Bhatwadekar M. G. and Subrahmanya N. J. Chem. Phys., **21**, 1160 (1953).
164. Saxana A. P. and Ramiah N. A. J. Scient. and Industr. Res., **10**, 182 (1951); **12**, 130 (1953).
165. Khosla B. D. and Ramiah N. A. Z. phys. Chem., **204**, 223 (1955); см. также J. Chem. Phys., **21**, 365 (1953).

166. Harries W. L. and von Engel A. Proc. Phys. Soc. Lond., **B64**, 916 (1951); см. также J. Chem. Phys., **19**, 514 (1951).
167. Deb S. and Goswami S. N. Sci. Cult., **22**, 283 (1956); см. также **20**, 97 (1954) and Nature, Lond., **168**, 1006 (1951).
168. Jennings K. R. and Linnet J. W. Ibid., **182**, 598 (1958).
169. Thonemann P. C. and Harrison E. R. A. E. R. E. Rep. GP/R1190 (1955).
170. Bayley A. J. and Ward A. G. Canad. J. Phys., **26**, 69 (1948).
171. Moak C. D., Reese H. J. and Good W. M. Nucleonics, **9**, 18 (1951).
172. Swann C. P. and Swingler J. F. Rev. Scient. Instrum., **23**, 636 (1952).
173. Goodwin L. K. Ibid., **24**, 635 (1953).
174. Lareymondie M. de L., Salmon J. E. and Wajsbrum J. J. phys. et radium, **15**, 117 (1954).
175. Eubank H. P. et al. Rev. Scient. Instrum., **25**, 989 (1954).
176. Allison S. K. and Norbeck E. Ibid., **27**, 285 (1956).
177. Erö J. Acta phys. hung., **5**, 390 (1956).
178. Kistemaker J. and Fluit J. M. Proceedings of the Third International Conference on Ionization in Gases. Venice, 1957.
179. Brown S. C. and McCarthy J. J. Rev. Scient. Instrum., **19**, 851 (1948).
180. Bevan A. R. Nature, Lond., **164**, 454 (1949).
181. Asami Y. and Hori T. Ibid., **144**, 981 (1939).
182. Critescu G. and Grigoric R. Naturwissenschaften, **29**, 511 (1941); Bul. Soc. Român. Fiz., **42**, 37 (1941).
183. Мочалов К. Н. «Докл. АН СССР», **67**, 241 (1949).
184. Cobine J. D. and Wilbur D. A. J. Appl. Phys., **22**, 835 (1951).
185. Мочалов К. Н., Никифоров А. Я. и Богоносцев А. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **20**, 474 (1950).
186. Солнцев Г. С., Хохлов М. З. и Родина Е. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **22**, 406 (1952).
187. Reingold I. and Garoff K. J. Appl. Phys., **25**, 537 (1954).
188. van der Pol B. Philos. Mag., **38**, 352 (1919).
189. Imam A. and Khastgir S. R. Ibid., **23**, 858 (1937).
190. Makinson R. E. B., Thonemann P. C., King R. B. and Ramsay J. V. Proc. Phys. Soc. Lond., **B64**, 665 (1951).
191. Biondi M. A. Rev. Scient. Instrum., **22**, 500 (1951).
192. Biondi M. A. and Brown S. C. Phys. Rev., **75**, 1700 (1949).
193. Slater J. C. Rev. Mod. Phys., **18**, 441 (1946).
194. McCoubrey A. O. Phys. Rev., **93**, 1249 (1954).
195. Biondi M. A. Appl. Scient. Res. Hague, **B5**, 157 (1955).
196. Persson K. B. Phys. Rev., **106**, 191 (1957).
197. Buchsbaum S. J. and Brown S. C. Ibid., **106**, 196 (1957).
198. Persson K. B. and Brown S. C. Ibid., **100**, 729 (1955).
199. Biondi M. A. and Brown S. C. Ibid., **76**, 169 (1949).
200. Richardson J. M. and Holt R. B. Ibid., **81**, 153 (1951); см. также **77**, 239 (1950); **80**, 376 (1950); **82**, 278, 868, 874 (1951); **106**, 83 (1957).
201. Varnerin L. J. Ibid., **84**, 563 (1951).
202. Goldstein L. Advanc. Electron., **7**, 399 (1955).
203. Goldstein L., Lampert M. A. and Geiger R. H. Elect. Commun., **29**, 243 (1952).
204. Goldstein L. et al. Phys. Rev., **82**, 956, 1255 (1951).
205. Goldstein L., Anderson J. M. and Clark G. L. Ibid., **90**, 151, 486 (1953).
206. Anderson J. M. and Goldstein L. Ibid. **100**, 1037 (1955); **102**, 388, 933 (1956).
207. Whitmer R. Ibid., **104**, 572 (1956).
208. Holstein T. Westinghouse Research Rep.: R-04411-9-A.
209. Biondi M. A. Phys. Rev., **93**, 1136 (1954).
210. Biondi M. A. Ibid., **88**, 660 (1952); **90**, 730 (1953).

211. Oskam H. J. Thesis, Utrecht, 1957. Philips Res. Rep., **13**, 335, 401 (1958).
212. Schulz du Bois E. Z. angew. Phys., **8**, 267 (1956).
213. Biondi M. A. and Fox R. E. Phys. Rev., **109**, 2005 (1958).
214. Phelps A. V. and Brown S. C. Ibid., **86**, 102 (1952).
215. Phelps A. V., Fundingsland O. T. and Brown S. C. Ibid., **84**, 559 (1951).
216. Gould L. and Brown S. C. Ibid., **95**, 897 (1954).
217. Fuchtbauer C. Z. Phys., **90**, 403 (1934); **95**, 1 (1935).
218. Gilardini A. L. and Brown S. C. Phys. Rev., **105**, 31 (1957).
219. Gilardini A. L. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
220. Tellegen B. D. H. Nature, Lond., **131**, 840 (1933).
221. Bailey V. A. and Martyn D. F. Philos. Mag., **18**, 369 (1934).
222. Southworth G. C. J. Franklin Inst., **239**, 285 (1945).
223. Goldstein L. and Cohen N. L. Phys. Rev., **73**, 83 (1948).
224. Knol K. S. Philips Res. Rep., **6**, 288 (1951).
225. Fasley M. A. and Mumford W. W. J. Appl. Phys., **22**, 846 (1951).
226. Johnson H. and Deremer K. R. Proc. Instn Radio Engrs, N. Y., **39**, 908 (1951).
227. Parzen P. and Goldstein L. Phys. Rev., **79**, 190 (1950).
228. Hatch A. J. and Williams H. B. Ibid., **112**, 681 (1958).
229. Hoover C. W. and Smithers R. K. Ibid., **98**, 1149 (1955).
230. Голант В. Е. «Ж. техн. физ.», **27**, 2071 (1957).
231. Griffin L. R. and Davies T. A. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
232. Левицкий С. М. «Ж. техн. физ.», **27**, 970 (1957).
233. Strauss H. J. Ann. Phys., **1**, 281 (1958).
234. Mason J. H. Proc. Instn Elect. Engrs., **98** (1), 44 (1951).
235. Whitehead S. Dielectric Breakdown of Solids; Oxford: Clarendon Press, 1957.
236. Drummond J. E. Phys. Rev., **112**, 1460 (1958).
237. Allis W. P. In Handbuch der Physik. Vol. 21; Heidelberg: Springer, 1956.
238. Molmud P. Phys. Rev., **114**, 29 (1959).
239. Fang P. H. Ibid., **113**, 13 (1959).
240. Desloge E. A., Matthysse S. W. and Margenau H. Ibid., **112**, 1437 (1958).
241. Bekifi G. and Brown S. C. Ibid., **112**, 159 (1958).

Обзорные статьи

242. Llewellyn J. F. Repts Progr. Phys., **16**, 216 (1953).
243. Kihara T. Rev. Mod. Phys., **24**, 45 (1952) (mathematical theory).
244. Morgan G. D. Sci. Progr., **41**, 22 (1953).
245. Brown S. C. In Handbuch der Physik, Vol. 22; Heidelberg: Springer, 1956; см. также Proc. Instn Radio Engrs., **39**, 1493 (1951).

Монографии

- Townsend J. S. Electricity in Gases; Oxford: Clarendon Press, 1915.
- Лев Л. Элементарные процессы электрических разрядов в газах. М.—Л., Гостехиздат, 1950.
- Delcroix J. L. Théorie des Gaz Ionisés; Paris: Dunod, 1959.

Г Л А В А 5

ИОНИЗАЦИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЕ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

Введение

Известно, что атмосфера, простирающаяся на сотни километров над земной поверхностью, не является простым скоплением молекул нейтрального газа. В ранних работах сообщалось о сияниях, происходящих главным образом в северных широтах, а также о светящихся следах метеоров. В то же время вспышки обычной молнии прямо указывали на электрическую природу явлений в нижних слоях атмосферы. Более убедительные данные относительно электрических явлений в верхних слоях атмосферы были получены при детальном изучении небольших суточных изменений магнитного поля Земли. На основании этих данных в 1878 г. Стюарт [1] сделал предположение о существовании на большой высоте слоя электрически заряженных частиц, которые движутся параллельно земной поверхности (динамо-теория).

В 1901 г. Маркони провел свой известный эксперимент, успешно передавая радиосигналы из Корнуэлла и Ньюфаундленд¹. Величина принимаемого сигнала не могла быть объяснена дифракцией волн у поверхности Земли. Хэвисайд [2] и Кеннелли [3] независимо друг от друга предположили, что величина сигнала определяется эффектом отражения волн от проводящего слоя. Экклс [4] в 1912 г. и Лармор [5] в 1924 г. развили элементарную теорию, объясняющую влияние области заряженных частиц на распространение радиоволн. Прямые измерения отражения волн от слоя заряженных частиц были осуществлены Эпплтоном и Барнеттом [6], а позднее Брейтом и Тьювом [7]. Они обнаружили наличие не одного, а нескольких проводящих слоев в верхних слоях атмосферы и определили их высоту и плотность зарядов.

Благодаря развитию квантовой теории и объяснению многочисленных опытных данных по оптическим спектрам стало очевидным, что оптические и электрические свойства газов тесно свя-

¹ Впервые в мире радиосвязь была осуществлена А. С. Поповым 24 марта 1896 г. — *Прим. ред.*

заны между собой, а ионизация является лишь крайним случаем возбуждения. Свет, испускаемый сиянием, сопровождается ионизацией, которую можно обнаружить при отражении радиоволн некоторой частоты. Детальное изучение свечения ночного неба показало, что даже в самые темные ночи больше половины светового потока возникает в верхних слоях атмосферы и не связано с рассеянным светом звезд [8]. Было обнаружено, что свойства атмосферы периодически меняются с восходом и заходом Солнца, т. е. с вращением Земли, поэтому естественно предположить, что эти свойства определяются главным образом излучением Солнца (будь то частицы или электромагнитные волны). Уже из самых ранних спектроскопических измерений известно, что спектр Солнца, наблюдаемый с поверхности Земли, резко ограничивается длинами волн 2900 Å. Корну в 1878 г. впервые заметил, что это явление можно объяснить поглощением более коротких длин волн атмосферой Земли. Хартли [9], обнаруживший темные полосы в спектре поглощения озона в области длин волн от 2100 до 3200 Å, предсказал присутствие озона в атмосфере. Его предсказание было подтверждено экспериментами Фаулера и Стратта [10], Гетца, Митама и Добсона [11] и наиболее убедительно исследованиями спектра в области ультрафиолета, проведенными Регенером [12] в верхних слоях атмосферы с помощью шара-зонда. По мере того, как шар поднимался до максимальной высоты 31 км, в спектре появлялись все более короткие длины волн, меньшие 2900 Å. Как оказалось, озон распределен в атмосфере в относительно тонком слое между 15 и 40 км.

В дальнейшем будет видно, каким образом поглощение солнечного излучения верхними слоями атмосферы определяет все их основные свойства. Проникающее ультрафиолетовое излучение и мягкие рентгеновские лучи создают ионизованные слои, которые отражают радиоволны. Излучение с большими длинами волн вызывает возбуждение и диссоциацию молекул кислорода, изменяя таким образом химический состав атмосферы. Сильное поглощение квантов большой энергии в слое озона приводит к значительному увеличению температуры в более высоких областях. Последнее обстоятельство позволяет объяснить распространение звуковых волн на большое расстояние вследствие их преломления и последующего отражения вниз в нагретых верхних слоях [13]. Кроме того, увеличение температуры задает распределение плотности (согласно барометрической формуле $\rho_h = \rho_0 e^{-Mgh/kT}$, где M — средний молекулярный вес) и объясняет, почему на высотах 60—160 км создается настолько большая плотность молекул газа, что происходит нагревание и испарение метеоров с образованием следов возбужденного и ионизованного газов, которые наблюдаются чаще всего именно на этих высотах [14]. Даже горизонтальное движение слоев тока (атмосферных приливов) и последующее изменение магнитного поля Земли, которое можно

было бы с первого взгляда приписать гравитационным эффектам, зависит именно от такого распределения температуры и косвенно от поглощения излучения. В противоположность обычным (морским) приливам атмосферные приливы зависят от движения Солнца, а не Луны, поскольку солнечное притяжение находится в резонансе с естественными колебаниями воздуха. Период этих колебаний равен 12 ч и существенно зависит от распределения температуры. Нагревание верхних слоев атмосферы задает распределение плотности, приводящее к резонансному периоду, и вызывает очень большие скорости потока на высотах между 60 и 90 км, где образуется также большая плотность ионизации.

Молекулы кислорода, диссоциирующие на атомы под действием солнечного света в течение дня, ночью рекомбинируют; некоторые из них находятся в возбужденных состояниях, и кванты, испускаемые при рекомбинации, объясняют слабое свечение ночного неба. Яркое свечение, часто наблюдаемое в северных широтах, — полярные сияния, происходит благодаря возбуждению и ионизации атомов, создаваемых потоками очень быстрых заряженных частиц, приходящих от Солнца в периоды солнечной активности. Интересно отметить, что в спектре излучения верхних слоев атмосферы присутствуют запрещенные линии, т. е. линии, соответствующие переходам, почти не наблюдающимся в лабораторных условиях. Причиной таких переходов является очень низкая плотность, когда атомы, находящиеся в возбужденном состоянии, могут существовать в течение долгого времени, не теряя возбуждения при соударениях с другими атомами. Хотя вероятность запрещенных переходов чрезвычайно мала, все же они происходят, так как время жизни возбужденного состояния очень велико (в лабораторных опытах такие возбужденные состояния быстро разрушаются на стенках аппаратуры или в газе).

Значительная часть сведений относительно свойств верхних слоев атмосферы была получена из косвенных наблюдений и измерений, проведенных на поверхности Земли или в прилегающей атмосфере. За последние десять лет использование ракет и искусственных спутников Земли позволило проводить прямые измерения в областях атмосферы, представляющих наибольший интерес, и непосредственно исследовать солнечное излучение, поглощаемое во внешних слоях атмосферы.

Ионосфера

Отражение радиоволн

Если к объему, в котором находится n частиц в 1 см^3 , каждая из которых имеет заряд e и массу m , приложить электрическое поле $X = X_0 \sin \omega t$, то возникнет ток (сдвинутый по фазе к полю на 90°), плотность которого j равна

$$j = \frac{ne^2}{m\omega} X_0 \cos \omega t \quad (5.1)$$

при условии, что электроны не испытывают соударения с молекулами газа. Кроме того, в пространстве возникает ток смещения, плотность которого равна $\frac{K}{4\pi} \frac{\partial X}{\partial t}$. Следовательно, полная плотность тока равна

$$j_{\text{полн}} = \left(K - \frac{4\pi ne^2}{m\omega^2} \right) \frac{\omega X_0}{4\pi} \cos \omega t = \frac{1}{4\pi} \left(K - \frac{4\pi ne^2}{m\omega^2} \right) \frac{\partial X}{\partial t}. \quad (5.2)$$

Движение зарядов в пространстве уменьшает диэлектрическую постоянную от K до $K - \frac{4\pi ne^2}{m\omega^2}$, увеличивая u — фазовую

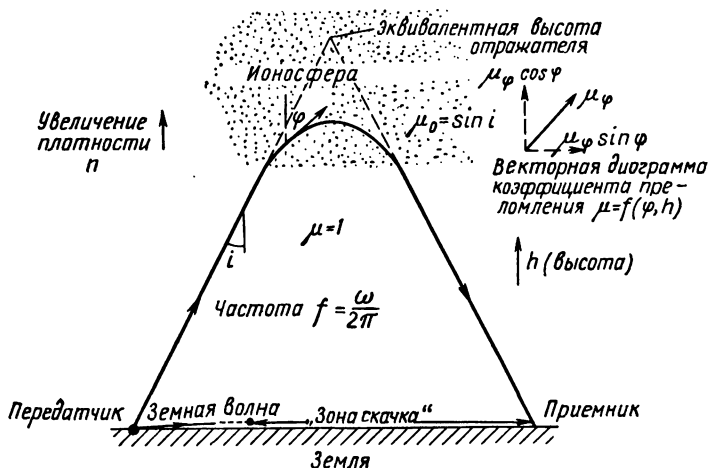


Рис. 5. 1. Отражение электромагнитной волны от ионосферы.

скорость волн, так как $u = 1/\sqrt{\mu'K}$ (где μ' — магнитная проницаемость данной области). Таким образом, волна, падающая под каким-то углом к поверхности ионизированного слоя, будет изменять направление своего движения. Это явление легло в основу теории Экклса — Лармора об отражении радиоволн от горизонтальных ионизированных слоев над Землей. Если концентрация n заряженных частиц увеличивается с расстоянием от Земли, то направление движения волны становится все более горизонтальным по мере ее движения вверх. Если концентрация частиц в таком слое достаточно велика, то волна будет распространяться горизонтально, а затем отразится симметрично к Земле (рис. 5. 1). В оптике коэффициент преломления μ в воздухе, где проницаемость $\mu' = 1$, равен

$$\mu = \frac{c}{u} = \sqrt{K'} = \sqrt{1 - \frac{4\pi ne^2}{m\omega^2}}. \quad (5.3)$$

Волна или луч, падающий под углом i , отразится в слое, концентрация частиц которого равна n , и коэффициент преломления μ_0 по закону Снелла

$$\sin i = \mu_0 \sin \frac{\pi}{2}. \quad (5.4)$$

Для луча, падающего вертикально, $i = 0$, критическим условием отражения является условие $\mu_0 = 0$ или

$$\frac{4\pi n e^2}{m\omega^2} = 1. \quad (5.5)$$

Букер [15] провел более строгий анализ волновой функции электрического поля, проникающего в ионизованную область, и показал, что общим условием отражения является

$$\frac{d}{dh} (\mu_\varphi \cos \varphi) = \infty, \quad (5.6)$$

где φ — угол (т. е. направление движения), который образует луч с вертикальным направлением на высоте h , а μ_φ — коэффициент преломления в этом направлении (здесь μ — вектор).

Существенным условием этой и подобных теорий является то, что свойства ионизованной среды остаются постоянными на расстояниях порядка длины волны приложенного поля. Поэтому эти результаты применимы лишь к достаточно высоким частотам (порядка 1 Мгц). При низких частотах распространение волны вычисляют на основании уравнений Максвелла для неоднородной среды.

Как видно из уравнения (5.5), отражение волны зависит от концентрации и массы частиц, а не от знака их заряда, поэтому невозможно сразу определить, вызывают отражение электроны, отрицательные или положительные ионы. Возможно, что электроны играют в этом процессе главную роль вследствие малой массы и больших скоростей. Действительно, в этом можно убедиться, учитывая эффект магнитного поля Земли.

Теория Экклса — Лармора, в значительной степени упрощенная, так как она не учитывает соударений, предполагает, что энергия волны не поглощается. Движение электронов замедляется, когда они сталкиваются с молекулами газа с частотой ν соударений в 1 сек , и результирующая плотность тока имеет компонент, находящийся в фазе с приложенным полем и сдвинутый по отношению к нему на 90° . В последнем случае проводимость удобно представить в комплексном виде с действительной и мнимой частями (σ_r, σ_i) (см. гл. 4):

$$\sigma = \sigma_r - i\sigma_i. \quad (5.7)$$

Здесь написано — $i\sigma_i$, поскольку известно, что ток при свободном движении электронов отстает от поля на 90° и, следовательно,

σ_i — величина положительная; i — векторный оператор (численно равный $\sqrt{-1}$). Для записи поля используют выражение $X_0 e^{i\omega t}$. Теперь можно получить общее соотношение между коэффициентом преломления и проводимостью. Для волны с частотой ω коэффициент преломления среды N можно определить как

$$X = X_0 e^{i\omega \left(t - \frac{N}{c} \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{r} \right)}, \quad (5.8)$$

где \mathbf{p} — единичный вектор в направлении движения. Если решить уравнения Максвелла, используя уравнение (5.8) для X и уравнение (5.7) для σ , то можно получить:

$$N^2 = K' - \frac{i4\pi}{\omega} \sigma_r, \quad (5.9)$$

где K' — новая диэлектрическая постоянная, определяемая

$$K' = K - \frac{4\pi\sigma_i}{\omega}, \quad (5.10)$$

а K — диэлектрическая постоянная неионизованной среды, которую можно принять для вакуума за единицу. Значение N запишем в виде

$$N = \mu - ik, \quad (5.11)$$

где μ и k — коэффициенты преломления и затухания; соответственно получим

$$\left. \begin{aligned} \mu^2 - k^2 &= K' = 1 - \frac{4\pi\sigma_i}{\omega}; \\ nk &= \frac{2\pi\sigma_r}{\omega}. \end{aligned} \right\} \quad (5.12)$$

Отсюда

$$\left. \begin{aligned} \mu^2 &= \frac{K'}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\sigma_r}{\omega} \right)^2} \right]; \\ k^2 &= \frac{K'}{2} \left[-1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\sigma_r}{\omega} \right)^2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (5.13)$$

Так как μ и k всегда действительные величины по определению, то положительный знак выбирают, когда $K' \geq 0$, а отрицательный, когда $K' \leq 0$. Следует отметить, что $\mu = \sqrt{K'}$ является приближением, применимым только, когда σ_r очень мало, т. е. когда электроны испытывают мало соударений. Отметим также, что когда K' положительно, то среда прозрачна, хотя и происходит преломление электромагнитных волн, а когда K' отрицательно,

то среда ведет себя, особенно при высоких плотностях заряда, подобно металлу, имеющему определенные границы.

Интересны предельные случаи, когда $\sigma_r/\sigma_i \leq 1$. Случай, соответствующий условию $v/\omega < 1$, что имеет место в ионосфере, и случай $\sigma_r/\sigma_i > 1$, соответствующий условию $v/\omega \gg 1$, которое иногда удовлетворяется при отражении микроволн от плотной плазмы.

Теперь подставим в уравнения (5.12) и (5.13) выражения для σ_r и σ_i , как это сделано в гл. 4, в соответствии с условиями, относящимися к среднему свободному пробегу и его зависимости от энергии электронов и т. п. В ионосфере энергия электрона очень мала, поэтому неупругими соударениями можно пренебречь, а для проводимости можно использовать выражение

$$\sigma = \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{v}{v^2 + \omega^2} - i \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{\omega}{v^2 + \omega^2}. \quad (5.14)$$

Если имеется небольшое поглощение и $k^2 \ll \mu^2$, то можно получить простое выражение

$$\mu^2 = 1 - \frac{4\pi ne^2}{m(v^2 + \omega^2)}. \quad (5.15)$$

Экспериментальные наблюдения за отраженными радиоволнами вскоре показали, что условия отражения гораздо сложнее, чем это следует из приведенной выше теории, даже если учесть поглощение. Кроме того, на распространение волн в ионизованных слоях сильно влияет магнитное поле Земли, особенно когда частота колебаний электронов в магнитном поле Земли (частота Лармора $f_H = eH/2\pi mc$) сравнима с обычно используемыми радиочастотами порядка 1 Мгц. Лоренц рассматривал влияние магнитного поля ранее для простейших условий (магнитное поле параллельно или перпендикулярно направлению распространения). Эпплтон [16], Голдштейн [17], Хартри [18] независимо друг от друга и несколькими различными методами рассмотрели случай, когда направление распространения волн составляет произвольный угол с магнитным полем, и получили выражения, приведенные ниже.

Выберем правую систему координат, в которой волна движется вдоль оси Ox , H находится в плоскости $x - z$, H_L и H_T — компоненты H , параллельные и перпендикулярные Ox (продольные и поперечные поля). Определим величины

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi ne^2}{m} \text{ («плазменная частота»): } \alpha = -\frac{\omega^2}{\omega_0^2}, \quad \beta = \frac{\omega v}{\omega_0^2};$$

$$\omega_H = \frac{eH}{mc}, \quad \omega_{L, T} = \frac{eH_{L, T}}{mc}; \quad \gamma = \frac{\omega \cdot \omega_H}{\omega_0^2}, \quad \gamma_{L, T} = \frac{\omega \omega_{L, T}}{\omega_0^2}, \quad (5.16)$$

а также h_y, h_z , где y и z — компоненты магнитного вектора волны. Теория приводит к следующему результату:

$$(\mu - ik)^2 = 1 + \frac{2}{2(\alpha + i\beta) - \frac{\gamma_T^2}{1 + \alpha + i\beta} \pm \sqrt{\frac{\gamma_T^4}{(1 + \alpha + i\beta)^2} + 4\gamma_L^2}}; \quad (5.17)$$

$$\frac{h_z}{h_y} = -\frac{i}{\gamma_L} \left[\frac{1}{(\mu - ik)^2 - 1} - (\alpha + i\beta) \right]. \quad (5.18)$$

Недавно Лепешинский [19] провел критический анализ этих формул и предложил графические методы решения. В течение некоторого времени существовали сомнения относительно того, влияет ли поляризация среды, вызванная волной, на ее распространение: Дарвин [20] показал, что такого влияния нет. Его вывод был подтвержден многочисленными измерениями поглощения волн с частотами, близкими к ларморовской частоте, а также распространением «атмосферного свиста» (низкочастотные радиоволны, которые распространяются по силовым линиям магнитного поля Земли, отражаются в точке соприкосновения их с Землей и возвращаются в начальную точку).

Уравнения (5.17) и (5.18) известны как формулы Эпплтона — Хартри, а их метод — как магнитно-ионная теория. Первое уравнение описывает дисперсию и поглощение, второе — поляризацию волны. Знаки плюс и минус перед квадратным корнем означают, что магнитное поле разделяет волну на два компонента, обладающих различными состояниями поляризации, — обыкновенный и необыкновенный лучи. В некоторых определенных условиях эти уравнения дают простые условия отражения: например, если нет поглощения и магнитного поля ($\beta = 0, \gamma = 0$), то условие отражения ($\mu = 0$) приводит к выражению Экклса — Лармора [уравнение (5.5)]. В присутствии магнитного поля, но без поглощения возможны следующие условия отражения волны, падающей вертикально:

$$\text{обыкновенный луч } \frac{4\pi n e^2}{m\omega^2} = 1; \quad (5.19)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{необыкновенный луч } \frac{4\pi n e^2}{m\omega^2} = 1 \pm \frac{\omega_H}{\omega}, \text{ когда } \omega > \omega_H, \\ \text{или только } \frac{4\pi n e^2}{m\omega^2} = 1 + \frac{\omega_H}{\omega}, \text{ если } \omega < \omega_H. \end{array} \right\} \quad (5.20)$$

Поэтому лучи отражаются при различной плотности электронов и, следовательно, на различных высотах. Вообще условия отражения очень сложны, и их можно найти с помощью графиков, из которых определяют значения μ, ω и n . Часто считают, что значения параметров, при которых $\mu = \infty$, также ведут к отражению («четвертое условие» отражения), однако это не так [22].

Большое число экспериментальных данных по отражению радиоволн различных частот в разных местах земной поверхности, распространяющихся под различными углами к магнитному полю Земли, подтвердили правильность этой теории. Особенно интересны два случая.

1. Когда $\omega = \omega_H$, волна сильно поглощается (см. гл. 4). Найдено, что это поглощение происходит на частотах около $1,5 \text{ Мгц}$ ($\lambda \sim 600 \text{ м}$), т. е. электроны, а не тяжелые ионы ответственны за наблюдаемые эффекты отражения.

2. Когда обыкновенный луч частоты ($f_{\text{обыкн}} = \omega_{\text{обыкн}}/2\pi$) и необыкновенный ($f_{\text{необыкн}}$) отражаются от одного уровня максимальной ионизации. В этом случае уравнениям (5. 19) и (5. 20) удовлетворяет одно значение n , которое можно исключить и вычислить ω_H , а следовательно, и H , т. е. значение магнитного поля на некотором расстоянии от поверхности Земли. Найдено, что $H \propto \frac{1}{r^3}$, где r — расстояние от центра Земли.

Экспериментальные результаты радиозондирования и их объяснение

Электромагнитную волну можно обнаружить и измерить ее интенсивность, если на пути распространения поставить соответствующую антенну и усилить возникающую в ней электродвижущую силу до нужного уровня. Если в качестве антенны использовать прямую проволоку, то э. д. с. равна нулю, если проволока ориентирована вдоль направления распространения волны. Если использовать рамочную антенну, то э. д. с. индуцируется магнитным полем и равна нулю, когда петля находится в плоскости, проходящей через направления поля и движения волны. Ранние попытки измерить угол, под которым приходят волны, основывались именно на этих соображениях [23], однако они не дали окончательных результатов, потому что, попадая на поверхность Земли, волна частично отражается, а антенны подобного типа измеряли угол результирующего электрического и магнитного полей. Результаты этих измерений в сильной степени зависели от отражающих и поглощающих свойств поверхности Земли.

На рис. 5. 1 видно, что длина пути и время распространения волны, отраженной от ионизированного слоя, и волны, движущейся вдоль поверхности Земли, различны. Любое регулярное изменение длины пути приводит к периодическим максимумам и минимумам принимаемого сигнала (эффект интерференции). Например, такое явление наблюдается в сумерках, когда высота слоя с заданной плотностью ионизации медленно увеличивается. Интерференцию можно искусственно создать при устойчивых атмосферных условиях, меняя длину волны передаваемого сигнала, — метод, примененный в классическом эксперименте Эпплтоном и Барнеттом [6]. Они меняли длину волны от 385 до 395 м и, подсчитав

число максимумов и минимумов, нашли различие в длине пути отраженного и прямого лучей. Простейшая триангуляция позволила определить высоту слоя 80—90 км, а из уравнения (5. 5) было найдено, что плотность электронов равна $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Тщательное сопоставление максимумов и минимумов, полученных с помощью прямой и рамочной антенн, подтвердило, что интерферирующие волны лежат в вертикальной плоскости, и позволило определить угол, под которым волны движутся вниз. Высота отражения, вычисляемая независимо, дала такой же результат. Эти методы в настоящее время являются стандартными для зондирования атмосферы радиосигналами и известны как методы изменения частоты и угла падения. Теория не учитывает изменение фазы и групповой скорости в самой атмосфере и дает, таким образом, высоту, при которой отражалась бы волна, если бы она всегда двигалась со скоростью c («эквивалентная высота», см. рис. 5. 1).

Брейт и Тьюв [7] применили так называемый метод группового запаздывания, который оказался особенно полезным при исследовании атмосферы, и измерили интервал времени между приходом поверхностной волны и волны из атмосферы. Излучали и импульсы волн соответствующей частоты. Принятые поверхностный и отраженный сигналы подавали на осциллограф, причем по расстоянию между сигналами на осциллографе измеряли время запаздывания. Многократное повторение импульсов, синхронизованных во времени с осциллографом, обеспечивало непрерывную регистрацию запаздывания. Этот метод был предвестником известного метода радиолокации, правда, использовались импульсы более низкой частоты. Длину траектории вычисляли снова, исходя из предположения, что групповая скорость пакета волн постоянна и равна c . Это предположение вновь приводит к эквивалентной высоте отражения h' , которая, как это можно показать, равна высоте, полученной методом изменения частоты. Обычно наблюдают вертикальное отражение, поэтому расстояние между двумя импульсами на осциллографе прямо пропорционально эквивалентной траектории $p' = 2h'$, так как траектория у поверхности Земли пренебрежимо мала. С помощью этого метода нашли высоту отражающего слоя, которая равна высоте, полученной Эпплтоном и Барнеттом. Теперь известно, что именно этот слой, называемый слоем Кеннелли — Хэвисайда или слоем E , способствовал успешной передаче радиоволн в опытах Маркони.

Использование метода группового запаздывания с постоянно увеличивающейся частотой зондирующего сигнала позволило сделать важные открытия. Сначала сигналы отражались на приблизительно тех же или несколько больших высотах, предполагая, что волна с частотой f отражается в слое с плотностью электронов $n = \pi m f^2 / e^2$ [уравнение (5. 5)]. Этот результат показывает, что плотность электронов быстро увеличивается вверх на сравнительно небольшом расстоянии. Однако при достижении критической частоты (обычно 4—5 Мгц) эхо исчезает, а на больших частотах

тах возникает вновь, располагаясь на осциллографе намного дальше от начального сигнала.

Из этого эксперимента видно, что, во-первых, в слое имеется максимальная плотность электронов $n_{\text{макс}} = \pi m f_1^2 / e^2$, такая, что частоты, превышающие f_1 , не могут отражаться в этой области. Они отражаются на значительно большей высоте, от области с большей плотностью электронов. Следовательно, существует другой отражающий слой, расположенный над слоем E , который называют слоем F , или областью Эпплтона. Этот слой расположен

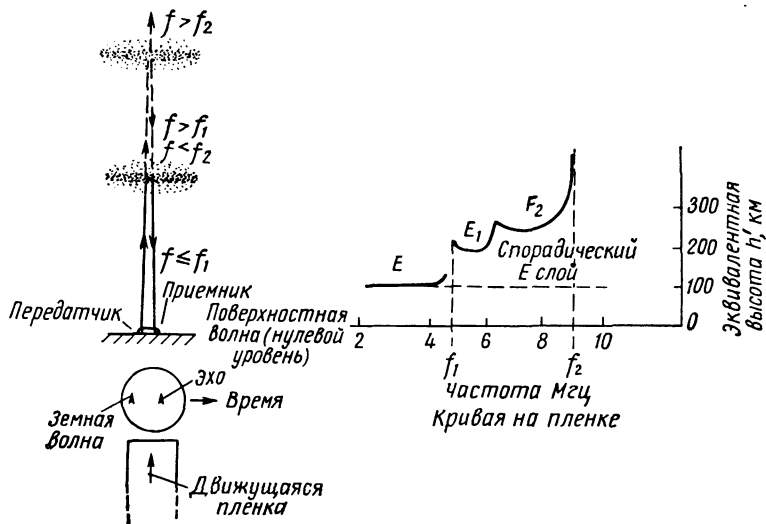


Рис. 5. 2. Типичные кривые $P' - f$, полученные методом группового запаздывания.

на высоте 200—300 км от Земли. Если дальше увеличивать частоту, то на критической частоте 9 Мгц эхо снова исчезает, что указывает на наличие максимальной плотности электронов, равной $6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и в этом слое.

По сравнению с лабораторными условиями такие концентрации, конечно, малы, однако они интересны тем, что занимают очень большие объемы и свободны от пристеночных эффектов.

Особенно наглядно показывает наличие слоев отражения график зависимости P' (или h') от частоты. Для непрерывной записи подобных графиков в течение многих лет во всем мире используется автоматическое оборудование. Частота сигнала увеличивается от 1 до 10 Мгц за несколько секунд, в то же время пленка, движущаяся перпендикулярно временной развертке осциллографа, фотографирует след электронного луча, фиксируя на пленке полную кривую $P' - f$. Запись регулярно повторяют. Типичный пример такой записи показан на рис. 5. 2. Очень часто кривые оказываются довольно сложными. Во-первых, благодаря разде-

лению волны магнитным полем Земли отражение обуславливается несколькими условиями [уравнение (5. 20)]. Во-вторых, слои имеют сложную структуру, в частности, в слое F в дневное время наблюдаются две критические частоты, соответствующие двум уровням максимальной ионизации, которые называются слоями F_1 и F_2 . В третьих, наблюдается повторяющееся эхо, возникающее благодаря многократным отражениям (т. е. волнам, проходящим несколько раз между ионизованным слоем и Землей).

Резкое увеличение эквивалентной высоты около критических частот происходит благодаря очень большому уменьшению групповой скорости, когда $4\pi ne^2/m\omega^2$ приближается к единице. Волны с частотой, большей критической f_1 , отражаясь от слоя F , должны дважды пересечь слой E и, следовательно, приобрести дополнительное запаздывание. Эквивалентные высоты слоев F , полученные описываемым методом, вероятно, завышены, и, действительно, недавние непосредственные измерения плотностей электронов с помощью ракет, проходящих через эти области, показали, что эти слои находятся ниже, чем первоначально предполагали.

Следующим недостатком этого метода является то, что он пригоден для исследования слоев лишь с увеличивающейся плотностью электронов. Если максимумы и минимумы плотности электронов находятся между слоями E и F , то они не дадут отражений до тех пор пока $n_{\text{макс}}$ промежуточного слоя меньше $n_{\text{макс}}$ слоя E , так как любая частота, прошедшая более низкий слой, пройдет и промежуточный слой.

Подводя итог, можно сделать вывод, что метод группового запаздывания позволил установить существование и изучить некоторые свойства следующих слоев в ионосфере:

1. Слой E расположен на высоте примерно 90 км с плотностью электронов $n \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, распадается иногда на два близко расположенных слоя: E_1 — нижний и E_2 — несколько большей плотностью электронов. Последний наблюдали в основном летом в дневное время. Очень редко слой с большой плотностью ионизации образуется на высоте 100 км («спорадический» слой E).

2. Слои F_1 и F_2 расположены на высоте 200—250 км с плотностью электронов n , равной $5 \cdot 10^5$, $8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ соответственно. Днем они разделены, ночью сливаются в одну область на большей высоте.

3. Используя остроумную комбинацию методов изменения частоты и группового запаздывания (изменяя частоту в импульсе и измеряя число волн в огибающей отраженного импульса), можно приблизительно вычислить толщину слоя [24]. Принимая параболическое изменение плотности электронов с высотой в области максимума, определим толщину слоев: толщина слоя E — 20 км, слоя F_2 — 70—100 км и спорадического слоя E — около 100 м (очень тонкий).

4. Свойства слоев E и F_1 (но не спорадического слоя E) регулярно изменяются с изменением положения Солнца, причем мак-

симальная плотность электронов уменьшается, а высота слоев увеличивается после наступления темноты. Их свойства зависят также от широты и времени года. Кроме того, наблюдается много нерегулярных изменений, например из-за движения воздуха — ветра. Слой F_2 не испытывает подобных регулярных изменений; правда, его электронная концентрация иногда увеличивается ночью.

Некоторые ограничения радиозондирования с поверхности Земли преодолели благодаря использованию ракет [25]. Сигнал, передаваемый с Земли на ракету или наоборот, проходит через ионизованную область лишь один раз и не удовлетворяет никаким условиям отражения. Подобные измерения проводили с помощью двух различных систем: в первом случае с Земли передавали два импульса — один на очень большой частоте, не испытывавший заметного замедления при прохождении ионизованного слоя, и другой на частоте, несколько превышающей критическую и значительно замедлявшийся в этом слое. Разница во времени их прихода Δt фиксировалась на ракете. С подъемом ракеты передавали последовательность импульсов, и по изменению Δt , если известна высота, на которой находится ракета, можно было определить плотность электронов на высоте h . Во втором случае передавали непрерывный сигнал на частоте сразу за критической вместе с одной из его гармоник. При движении приемника (на ракете) оба получают доплеровское смещение, но сигнал основной частоты меняет также и фазовую скорость, а следовательно, и длину волны. Из разности можно вычислить плотность электронов.

Эти эксперименты показали, что эквивалентные высоты, полученные обычными методами наземного радио, значительно больше, чем действительная высота слоев, особенно слоев F . Действительная высота слоя F_1 около 180 км, а его эквивалентная высота в тех же условиях около 220 км.

Поглощение радиоволн. Взаимодействие между несколькими волнами

Отражение и изменение фазы или групповой скорости радиоволн в области низкой плотности газа прежде всего определяются концентрацией электронов n . Поглощение энергии волны зависит от n и частоты ν , с которой электроны сталкиваются с частицами газа, пропорциональной хаотической скорости электронов v , $\propto \sqrt{T_e}$ и плотности нейтральных частиц N . Логично предположить, что при отсутствии мощной возмущающей электромагнитной волны электроны находятся приблизительно в тепловом равновесии с частицами газа ($T_e = T_{\text{газ}}$). Следует заметить, что оценка плотности N зависит от измерения или теоретического вычисления температуры газа в заданной области.

Поглощение является наибольшим в более низких областях, где плотность газа велика, причем ночью меньше, чем в дневное

время, когда плотность электронов увеличивается. Особенно велико поглощение радиоволн низкой частоты [см. действительный член уравнения (5. 14)]. Хорошо известно, что дальний прием радиосигналов средневолнового диапазона ($f \sim 1 \text{ Мгц}$) значительно улучшается после наступления сумерек. Аналогично замечено, что эхо-сигналы от слоя E , регистрируемые по методу группового запаздывания, становятся заметными в дневное время только на частотах свыше 2 Мгц . Эти факты навели Эпплтона на мысль, что ниже слоя E лежит другой ионизованный слой, называемый слоем D , с более низкой плотностью электронов, но со значительно большей способностью к поглощению. Этот слой в дневное время расположен на высоте 80 км , а ночью полностью исчезает. Плотность электронов, вычисленная из измерений поглощения¹, равна 300 см^{-3} . Иногда во время короткого периода вспышек на Солнце плотность электронов значительно увеличивается. В эти моменты внезапное увеличение поглощения приводит к замиранию радиосигналов на всей освещенной Солнцем поверхности Земли.

Поглощение радиоволны можно измерить с помощью отражения волны от ионизованного слоя (сравнивая интенсивности отраженной и падающей волн). Поглощение радиоволн зависит не только от ν , но и от распределения плотности электронов по высоте, угла падения волны и направления магнитного поля Земли, так как обыкновенные и необыкновенные лучи поглощаются по-разному. Теория поглощения детально обсуждалась Букером [26]. Измерения методом отражения проводили главным образом в области слоя F [27].

Важным эффектом поглощения является взаимодействие между двумя волнами, пересекающими одну ионизованную область, особенно когда одна из них имеет большую амплитуду. В 1933 г. было замечено, что на передачи из Беромюнстера, принимаемые в Эйндохене, часто накладывалась программа, посылаемая мощным передатчиком из Люксембурга («Люксембургский эффект») [28]. Впервые Бэйли [29, 30] объяснил это тем, что поле мощного передатчика увеличивает хаотическую энергию, а следовательно, и частоту соударений электронов. Частота ν изменяется с напряженностью поля (т. е. модулируется). Это в свою очередь меняет поглощение более слабой волны, которая модулируется изменениями более сильной волны. Предположим, что сильная волна равна

$$X = X_0 (1 + M' \sin \omega_m t) \sin \omega t, \quad (5. 21)$$

¹ На этих высотах независимые измерения — распространение звуковых волн и атмосферные пробы, получаемые с помощью шаров и ракет, — позволяют определить плотность газа и температуру, а следовательно, и ν . Таким образом, n можно получить из измерений поглощения.

где M' — глубина модуляции. Поскольку среднюю долю энергии электрона ε , теряемую при соударении, определяют как

$$-d\varepsilon = G(\varepsilon - \varepsilon_{\text{газ}}) \approx \frac{2m}{M(\varepsilon - \varepsilon_{\text{газ}})},$$

то можно показать, что глубина модуляции M'' , наложенной на более слабую волну, равна

$$M'' = \frac{k\omega_0}{\omega_0 + GT_e} \cdot \frac{G\nu}{\omega_m^2 + G^2\nu^2} M', \quad (5.22)$$

где $\omega_0 = 4\pi ne^2/m\omega$; T_e — температура электрона при отсутствии полей, а k — коэффициент поглощения более слабой волны (уменьшение амплитуды с расстоянием пропорционально e^{-kx}). Измерения, проводимые с двумя различными частотами модуляции ω_m на одной и той же возмущающей волне, позволяют получить произведение $G\nu$ [31]. Значения $\nu \approx 10^5$ 1/сек, как было найдено в слое E , соответствуют плотности частиц газа около 10^{13} см³ при температуре 300° К. Более сложные эксперименты Ратклиффа и Шоу [32] позволили получить ν , равное $5 \cdot 10^5$, на высоте 85 км.

Взаимодействие волн в ионизованной среде было воспроизведено в лаборатории для измерения G и ν (см. гл. 4).

Теория Бэйли [30, 33] показывает, что в присутствии магнитного поля Земли должен иметь место резонансный процесс и что следует ожидать заметной поперечной модуляции даже между двумя слабыми волнами при условии, если одна из них имеет частоту, близкую к ларморовской частоте. Этот эффект был обнаружен несколькими экспериментаторами [34].

Детальное изучение этого так называемого гировзаимодействия позволяет найти отдельно G и ν . Кроме того, так как $G \approx 2m/M$, можно определить газы, присутствующие в атмосфере на определенной высоте.

Из теории поглощения также следует ожидать, что мощная волна, периодически увеличивающая энергию электронов, должна терять энергию, а следовательно, ее собственная модуляция должна уменьшаться и искажаться («самовзаимодействие»). Это явление наблюдалось на частотах, близких к (ларморовской частоте) гирочастоте [35], в ионосфере и в лабораторных экспериментах, однако теория этого эффекта неудовлетворительна [36]. Обзор по этим вопросам был дан Бэйли [37].

Нерегулярные изменения в ионосфере. Рассеяние радиоволн

Отражения, приходящие из ионизованных слоев, беспорядочно меняются по амплитуде, флукутируя около 20 раз в 1 сек. Характер изменений, регистрируемых несколькими приемниками,

иногда бывает похожим, но смещенным во времени. Более того, оказывается, слабые сигналы можно принять в пределах «зоны скачка» (см. рис. 5. 1), т. е. области, расположенной очень близко к передатчику, чтобы возможен был прием волны, «правильно» отраженной в атмосфере [38]. Все эти эффекты происходят благодаря рассеянию волн в ионосфере, а явления дифракции, наблюдаемые у поверхности Земли, указывают на существование областей с повышенной ионизацией протяженностью около 20 м. Как предположил Каган [39], они возникают вследствие турбулентностей в нижних областях (слое *E*), вызывая пространственные и временные изменения всех этих свойств ионосферы (коэффициента преломления и поглощения). Именно этим можно объяснить распространение высокочастотных сигналов (50 Мгц) на расстоянии 1000—2000 км. Перемещение дифракционной картины по поверхности Земли указывает также на наличие горизонтальных ветров в этом слое, движущихся со скоростью до 300 км/ч. В последнем случае «пустоты» ионизации создаются благодаря движению масс воздуха. В слое *F*, в котором также наблюдаются нерегулярные изменения в условиях более высокой температуры и более низкой плотности газа, диффузия быстро разрушила бы области с различным движением газа, поэтому нерегулярности можно объяснить самопроизвольным волновым движением ионизованных частиц. Предполагают, что именно из-за них возникают флуктуации радиосигналов, принимаемых из космоса («мерцание» радиозвезд аналогично мерцанию обычных звезд). Эффекты дифракции в верхних слоях атмосферы изложены в обзоре Ратклиффа [40].

Образование ионизованных слоев. Простой слой Чепмена

Регулярное суточное изменение ионизации в слоях *E* и *F* заставляет предполагать, что источником этого изменения является солнечная радиация. Во время солнечного затмения, когда Солнце полностью закрыто, плотность электронов быстро падает до минимума, причем ничтожное запаздывание говорит о том, что ионизация вызывается главным образом, хотя и не обязательно целиком, электромагнитным излучением, а не заряженными частицами.

Объясним теперь, почему ионизация возникает в резко очерченных слоях и чем вызвано наблюдаемое распределение ее по высоте.

Слои могут образоваться, если газы, входящие в состав атмосферы (присутствующие на различных высотах в различных соотношениях), поглощают излучение определенных длин волн, вызывая фотоионизацию. В любом слое интенсивность излучения уменьшается с уменьшением высоты, в то время как число частиц в газе увеличивается. Скорость ионизации, пропорциональная произведению этих величин, должна где-то иметь максимум. Ниже при-

ведена теория такого слоя, впервые разработанная Чепменом [41].

Пучок монохроматического излучения единичного сечения и интенсивности I падает под углом φ к вертикали в некоторую область атмосферы на высоте h над землей¹ (рис. 5. 3). Плотность газа равна $\rho = \rho_0 e^{-mgh/kT} = \rho_0 e^{-h/H}$, где ρ_0 — плотность на уровне земли, а H — масштабная высота ($H = kT/mg$). Количество излучения $A dI$, поглощаемого при пересечении столба газа, площадью A и высотой по вертикали dh , в котором поглощается α фотон/г, равно

$$A dI = \alpha I A dh \sec \varphi \rho_0 e^{-h/H}. \quad (5. 23)$$

После интегрирования уравнения получаем I/I_0 , где I_0 — интенсивность излучения за пределами атмосферы

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\rho_0 \alpha H \sec \varphi e^{-h/H}}. \quad (5. 24)$$

Если единичное количество излучения после поглощения создает β пар ионов, то q — скорость образования пар ионов в 1 см^3 на высоте h равна

$$q = \beta \frac{dI}{dh} \cos \varphi =$$

$$= \beta \alpha I_0 \rho_0 e^{(-h/H - \rho_0 \alpha H \sec \varphi e^{-h/H})}. \quad (5. 25)$$

Рис. 5. 3. Поглощение радиации в газе.

Дифференцирование по h дает максимальное значение q :

$$q_{\text{макс}} = \frac{\beta I_0 \cos \varphi}{He} (e \text{ — основание натурального логарифма}) \quad (5. 26)$$

Скорость образования пар ионов в полдень q_0 , когда $\varphi = 0$, равна

$$q_0 = \frac{\beta I_0}{He} \quad (5. 27)$$

на высоте $h_0 = H \ln \rho_0 \alpha H$ [из уравнения (5. 25)]. Если отсчитывать высоту от уровня h_0 и ввести $z = \frac{h-h_0}{H}$, то получим уравнение

$$q = q_0 e^{(1-z \sec \varphi e^{-z})} \quad (5. 28)$$

(пригодно лишь для $\varphi \leq 85^\circ$).

¹ φ — угловое положение Солнца.

Плотность электронов n зависит от равновесия между процессами образования и потерь электронов. Если предположить, что рекомбинация — единственный процесс, приводящий к потере электронов, то

$$\frac{dn}{dt} = q - Rn^2, \quad (5.29)$$

где R — коэффициент рекомбинации, не меняющийся по высоте. Предполагается, что плотности положительных и отрицательных частиц равны, иначе электрические поля вызвали бы движение частиц для установления нейтральности. При равновесии $dn/dt = 0$

$$n = \sqrt{\frac{q}{R}}, \quad (5.30)$$

которое из уравнения (5.26) дает для максимальной плотности электронов

$$n_{\text{макс}} = \text{const} \sqrt{\cos \varphi}. \quad (5.31)$$

В слое E значение dn/dt всегда намного меньше, чем q или Rn^2 , поэтому условия равновесия почти всегда имеют место в течение дня.

Объединяя уравнения (5.28) и (5.30), получаем

$$n = n_0 e^{\frac{1}{2}(1-z - \sec \varphi e^{-z})}, \quad (5.32)$$

где n_0 — плотность электронов на уровне максимальной ионизации в полдень ($\varphi = 0$). Когда $\varphi = 0$ и z мало, это уравнение можно привести к простой параболической форме

$$n = n_0 \left(1 - \frac{z^2}{4} \right) = n_0 \left[1 - \frac{(h - h_0)^2}{4H^2} \right], \quad (5.33)$$

где $(h - h_0)$ — высота, измеренная от уровня максимальной ионизации. Последнее выражение является некоторым оправданием сделанного ранее предположения о параболическом распределении ионизации в зависимости от высоты. Легко показать, что при $\varphi \neq 0$ форма распределения сохраняется, хотя уровень h_0 изменяется. Зная распределение плотности электронов по высоте и предполагая, что плотность газа, а следовательно, и частота соударений уменьшаются экспоненциально с высотой, можно вычислить коэффициент поглощения простого слоя Чепмена. Следует помнить, что необходимо пользоваться полным уравнением, так как параболическое распределение применимо только к ограниченным областям вблизи максимума. В областях, где отношением dn/dt нельзя пренебречь по сравнению со скоростями образования и распада ионизации, необходимо решать полное уравнение (5.29). Если известны dn/dt и n , а q можно оценить, то вычисляется R ; его часто называют «эффективным» коэффициентом

том рекомбинации, даже когда процесс потерь не является простой одноступенчатой рекомбинацией ионов и электронов.

Некоторые авторы, объясняя образование ионизованных слоев, принимали во внимание, что излучение Солнца немонохроматично. Результаты, однако, существенно не различаются, так как в слоях ионосферы интенсивно поглощаются только узкие интервалы длин волн [42].

Процессы ионизации и деионизации в различных слоях

Возникновение и условия равновесия ионизованных слоев зависят от:

1. Природы падающего солнечного излучения, в частности от распределения энергии по длинам волн. До последнего времени было невозможно непосредственно исследовать это излучение, однако последние эксперименты с ракетами и искусственными спутниками показали, что солнечный свет очень богат радиацией с короткой длиной волны ($\lambda < 1000 \text{ \AA}$), особенно мягкими рентгеновскими лучами ($\lambda < 100 \text{ \AA}$), большая часть которых поглощается еще до того, как достигнет Земли (рис. 5. 4).

2. Составу газа на различных высотах. Возможно, что молекулярные азот и кислород являются главными составными частями атмосферы, но под действием ультрафиолетового света молекулы кислорода диссоциируют, а присутствие слоя озона подтверждает, что этот процесс играет существенную роль (при образовании озона соединяются молекулы и атомы кислорода). Хотя сечения фотодиссоциации и концентрация O_2 на небольших высотах ($\sim 50 \text{ км}$) хорошо известны, действительную концентрацию O из-за процесса диффузии, а также из-за вертикального и горизонтального движений воздуха вычислить очень трудно.

3. Истинных плотностей составляющих газов, т. е. от числа атомов и молекул в 1 см^3 на различных высотах. Эти величины определяются прежде всего распределением температуры. Если предположить наличие теплового равновесия, тогда плотность любого компонента меняется с высотой по формуле $\rho/\rho_0 = e^{-mgh/kT}$, которая наиболее чувствительна к температуре. Температура и, следовательно, средняя плотность газа могут быть получены из:

а) распространения звуковых волн (отражение волн, передаваемых с Земли, или еще лучше от взрывов снарядов, производимых с определенными интервалами, с ракет на заданных высотах);

б) высот, на которых появляются и исчезают метеорные следы;

в) высот образования серебристых облаков: эти облака состоят из крошечных ледяных частиц, видимых лишь в косых лучах восходящего и заходящего Солнца, когда фон неба темный. Они движутся вверх с потоками воздуха и существуют лишь в той области, где температура ниже точки замерзания. Найдено, что минимальная температура и серебристые облака находятся на высоте около 90 км ;

г) поглощения и взаимодействия радиоволн, из которых можно найти частоту соударений и (или) среднюю потерю энергии при соударениях.

4. Атомных сечений фотоионизации различных газов (а именно N_2 , O_2 и O) под действием солнечной радиации определенной

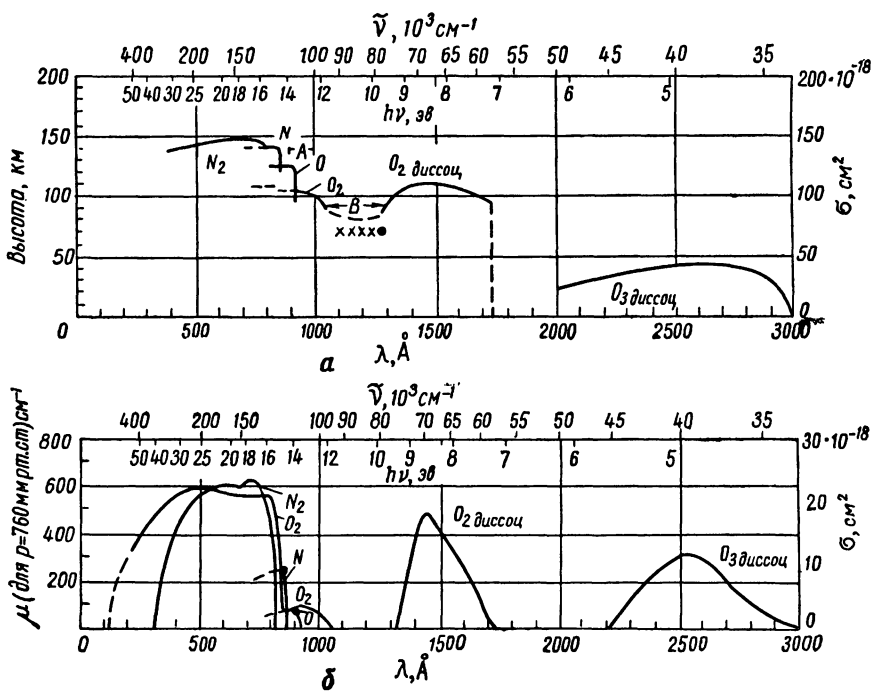


Рис. 5. 4. а — Ослабление солнечной радиации различными газами, входящими в состав атмосферы. Значения на кривых соответствуют высотам, на которых указанная составляющая ослабляет радиацию данной длины волны в e раз. Ослабление происходит благодаря сплошным областям ионизации или диссоциации (см. а). В районе А находятся полосы поглощения N_2 , однако многочисленные окна (т. е. узкие интервалы длин волн со слабым поглощением) позволяют радиации проникать вплоть до 95 км. В районе В находятся полосы поглощения кислорода и небольшое непрерывное поглощение, а также окна, отмеченные X, пропускающие радиацию до 80 км. С одним из этих окон совпадает α -линия серии Лаймана (отмечена \bullet); б — коэффициенты поглощения и сечения ионизации и диссоциации различных газов, вызывающих ослабление, показанное на кривых рис. 5. 4, а. Сплошные области диссоциации на графике отмечены, остальные области соответствуют ионизации (\bullet — вычисленные значения для N и O) [43].

длины волны. Многие из этих сечений очень трудно измерить в лабораторных условиях и только за последние пять лет были проведены точные измерения Дичбурном [43], Вейслером [4] и их сотрудниками (см. гл. 2). Пусть плотность газа определенного вида составляет N частиц в 1 см^3 , а σ — сечение фотоиони-

зации атома фотонами энергии $h\nu$, тогда q_v — скорость образования пар ионов — равна

$$q_v = I\sigma N \text{ (пар ионов/см}^3 \cdot \text{сек)}, \quad (5.34)$$

если I — интенсивность падающей радиации, измеряемая числом квантов, проходящих через $1 \text{ см}^2/\text{сек}$. Таким образом, $\sigma N = \beta$ (см. рис. 5.4 б).

5. Скорости ухода ионизованных частиц, которая, как предполагают, вызывается рекомбинацией. Однако раньше следует установить, происходит рекомбинация ион — электрон или двухступенчатый процесс: сначала прилипание, а затем ион — ион рекомбинация. Если действительно отрицательные ионы играют важную роль, то явление усложняется, так как они могут разрушаться не только под действием рекомбинации, но и путем фотораспада. Относительный вклад этих процессов может, кроме того, меняться с высотой. Следовательно, измерения рекомбинации в атмосфере (например, по скорости уменьшения плотности электронов ночью, когда $q = 0$, или во время затмений [45]) дают величину эффективного коэффициента R рекомбинации для данного слоя. Некоторые сведения об атомных процессах, происходящих в ионосфере, позволили наблюдать спектр рекомбинации.

Ясно, что решение всех этих проблем — сложный и длительный процесс, который до сих пор еще окончательно не решен. Более детально все эти процессы описаны в специальной литературе, а краткое изложение наиболее важных процессов, происходящих в различных слоях ионосферы, приведено ниже.

Слой D изучен менее всего. Известно лишь, что α -излучение серии Лаймана проникает на эту высоту благодаря «окну» в спектре поглощения O_2 (т. е. в небольшом диапазоне длин волн шириной около 1 \AA , поглощение в котором незначительно). Известно также, что излучение этой длины волны обладает большой вероятностью ионизации NO , присутствующей на этой высоте. Рекомбинация на высоте D , т. е. на относительно небольшой высоте, происходит исключительно благодаря отрицательным ионам.

Слой E образуется под действием мягких рентгеновских лучей ($h\nu \sim 300 \text{ эв}$, $\lambda \sim 40 \text{ \AA}$), которые ионизируют O_2 и N_2 и создают O_2^+ , N_2^+ и O^+ . Величина измеренной интенсивности этого излучения в сочетании с данными о сечениях фотоионизации и наиболее точными оценками плотности частиц привела к скорости ионизации в слое, которая должна компенсировать процесс быстрого ухода зарядов, такой, как диссоциативная рекомбинация.

В слоях F_1 и F_2 процесс ионизации один и тот же, но концентрация атомарного кислорода с высотой увеличивается. Рост концентрации O , образующегося в результате фотодиссоциации,

Свойства ионизованных слоев

Процессы и параметры	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i> ₁	<i>F</i> ₂
Высота (данные получены радиометодами), км	70	120	220	300
Высота (данные получены с помощью ракет), км	60—90	~ 100	~ 150	—
Основной состав газа	N ₂ , O ₂ , NO	N ₂ , O, (O ₂ ?)	N ₂ , O	N ₂ , O
Плотность газа, см ⁻³	4 · 10 ¹⁵	6 · 10 ¹²	10 ¹¹	2 · 10 ¹⁰
Ионизирующая радиация	Серии Лаймана α	Рентгеновские лучи (hν ~ 300 эв)	Рентгеновские лучи (hν ~ 300 эв)	
Процесс ионизации	$h\nu + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + e^-$	$h\nu + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + e^-$ $h\nu + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}$ $h\nu + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + e^-$ $h\nu + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + e^-$	$h\nu + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + e^-$ $h\nu + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}$	$h\nu + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + e^-$ $h\nu + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + e^-$
Максимальная скорость ионизации (число пар ионов в столбе сечением 1 см ²)	—		6 · 10 ⁸	2 · 10 ⁹
Процесс рекомбинации	—	O ₂ ⁺ + e ⁻ → 2O	O ₂ + O ⁺ → O ₂ ⁺ + O, тогда O ₂ ⁺ + e ⁻ → 2O	
Скорость рекомбинации (коэффициент рекомбинации), см ³ /сек	—	10 ⁻⁸	4 · 10 ⁻⁹	8 · 10 ⁻¹¹ (днем) 3 · 10 ⁻¹⁰ (ночью)
Равновесная плотность электронов, см ⁻³	300	1,5 · 10 ⁵ (днем) 10 ⁴ (ночью)	2,5 · 10 ⁵	10 ⁶ (днем) 2,5 · 10 ⁵ (ночью)
Частота электронных соударений, сек ⁻¹	—	2 · 10 ⁵	4 · 10 ⁸	1 · 10 ³
Температура °К	200	200	~ 800	~ 1000

вызван тем, что обратный переход к O_2 возможен лишь в присутствии третьего тела. На больших высотах, где плотности меньше, вероятность такого перехода также меньше.

Рекомбинация с диссоциацией (диссоциативная рекомбинация) может происходить только в две стадии: перезарядка $O_2 + O^+ \rightarrow O_2^+ + O$ и рекомбинация с диссоциацией $O_2^+ + e \rightarrow 2O$. Скорость рекомбинации зависит от более медленного из этих двух процессов. В слое F_1 присутствует такое количество молекул O_2 , что перезарядка является достаточно быстрым процессом. В слое F_2 условия другие: количество O_2 меньше, поэтому коэффициент эффективной рекомбинации зависит от отношения концентрации молекулярного кислорода к концентрации электронов, которое меняется с высотой. Тщательные вычисления, подтвержденные экспериментом [46], показывают, что различие в процессах рекомбинации объясняет разделение слоя F на два слоя F_1 и F_2 . Свойства ионизованных слоев приведены в таблице.

Ночное небо (свечение воздуха) и сияние

Теперь кратко рассмотрим радиацию, излучаемую верхними слоями атмосферы, отличающуюся от радиации Солнца, которая проникает через земную атмосферу. Первым видом такой радиации является свечение ночного неба [47]. Это очень слабый свет, исходящий из широкой области, расположенной на высоте от 60 до 600 км.

Радиация ночного неба сильно меняется во времени, причем светящиеся области движутся так, как будто на них действуют ветры. В среднем их поведение носит более регулярный характер, чем поведение большинства других атмосферных явлений. Излучение неба трудно изучать с помощью приборов из-за очень низкой интенсивности (освещенность соответствует 1 св, расположенной на расстоянии 100 м в видимой области спектра, правда в инфракрасной области значительно более интенсивное). В спектре ясно видны запрещенные зеленые и красные линии атомарного кислорода [48] ($^1S \rightarrow ^1D$, $\lambda = 5577$; $^1D \rightarrow ^3P$, $\lambda = 6300, 6363, 6392 \text{ \AA}$), желтая натриевая линия [49, 50], полосы O_2 (голубая и ультрафиолетовая область) и сильный инфракрасный компонент, соответствующий возбужденным молекулам OH [51]. Эти и другие более слабые полосы и линии накладываются на сплошной спектр [52].

Процессы, в результате которых образуются различные линии и полосы, присутствующие в спектре, неизвестны, хотя предполагают, что весь свет возникает вследствие рекомбинации ионизированных или диссоциированных частиц под действием солнечного света в течение дня. Рекомбинационное излучение, возникающее при взаимодействии электронов с ионами, объяснило бы наличие сплошного спектра. Можно предположить, что полосы молеку-

лярного кислорода появляются вследствие рекомбинации атомов кислорода, приводящих к образованию возбужденных молекул, но наличие более интенсивных линий атомарного кислорода объяснить значительно труднее. Была предложена реакция $3O \rightarrow O_2 + O^*$, в которой энергия, выделяющаяся при ассоциации, достаточна для возбуждения третьего атома. На высотах 100 км величины концентрации и частоты соударений атомов кислорода допускают возникновение интенсивных красных и зеленых линий, но этот процесс не объясняет, почему относительные интенсивности этих линий меняются в течение ночи по-разному. Мало понятно возбуждение Na или OH, хотя делали различные предположения [53, 54].

В последнее время измерения, проведенные с помощью ракет, показали, что зеленая линия кислорода возникает в слое, находящемся между 80 и 120 км, с очень резкой нижней границей, а натриевые линии — в слое на высоте 85—110 км с довольно слабо обозначенной верхней границей [55].

Другим видом радиации, возникающим в атмосфере, является сияние (северное, полярное сияния и северный свет): свет его настолько ярок, что оно легко наблюдается невооруженным глазом. Бывают сияния изумительных форм и цветов. Одни имеют вид диффузного свечения, другие напоминают сноп лучей или занавес. Сияния часто можно наблюдать в северных широтах, но иногда они появляются на широтах, близких к экватору. Интенсивные сияния связаны со вспышками на Солнце и магнитными бурями (т. е. с внезапными сильными изменениями магнитного поля Земли), однако слабые вспышки происходят более регулярно. В Норвегии Штермер [57] и Вегард [57] проводили многочисленные исследования спектров сияния и определяли высоту, на которой они появлялись. Они нашли, что когда атмосфера не освещена лучами Солнца, сияние исходит главным образом из областей, расположенных на высоте 110 км, однако при освещенной солнечным светом атмосфере¹ сияние довольно равномерно распределено на высотах между 120 и 450 км. Сияния возникают с 27-дневным интервалом — периодом вращения Солнца.

В спектре сияния хорошо видны отдельные линии, особенно зеленые и красные запрещенные линии атомарного кислорода, первая и вторая положительные полосы N_2 в инфракрасной и ультрафиолетовой областях, а также полосы N_2 Вегарда — Каплана и первая отрицательная полоса N_2^+ , обе в сине-фиолетовой и ультрафиолетовой областях. Заметны также запрещенные линии атомарного азота (от распада метастабильного состояния, имеющего время жизни несколько часов) и линии водорода серии Бальмера. Особенно важно то, что при наблюдении в определенных направ-

¹ Сияние, наблюдаемое в момент, когда верхние слои атмосферы освещены косыми лучами Солнца.

лениях происходит смещение линии H_{α} , указывающее на очень большие скорости излучающих атомов (более $3 \cdot 10^8$ см/сек) вдоль силовых линий магнитного поля Земли.

В настоящее время с полной уверенностью считают, что сияние вызывается потоками очень быстрых частиц, испускаемых Солнцем, которые ионизуют и возбуждают атомы атмосферы. Допплеровское смещение линии H_{α} является убедительным доказательством прихода быстрых протонов в атмосферу Земли, а 27-дневный цикл сияний заставляет предполагать, что по мере вращения Солнца Земля регулярно пересекает поток материи, испускаемый в каком-то определенном направлении относительно Солнца. На поток заряженных частиц действует магнитное поле Земли.

Первоначально предполагали, что ионизацию и возбуждение создают потоки быстрых электронов, сфокусированные магнитным полем Земли ближе к полюсам [59]. Шустер [60] заметил, что самоотталкивание быстро рассеет пучок электронов на его пути от Солнца. Тогда Линдемманн [61] предположил, что в действительности поток электрически нейтрален и состоит из почти равных количеств положительных и отрицательных частиц. Такие потоки фокусируются магнитным полем Земли и мало подвержены взаимному расталкиванию. Были разработаны различные теории [62—64] для объяснения поведения нейтральных потоков при входе их в магнитное поле Земли (более подробно эти явления описаны в обзоре Ферраро [65]). По этим теориям плотность частиц должна быть равна $10^{-4} - 20$ частиц/см³, и, хотя каждая теория объясняет многие явления, связанные с сияниями, все они могут быть подвергнуты серьезной критике. Недавние эксперименты показали, что плотность частиц в потоках превосходит 500 пар ионов/см³. Беннетт [66] показал, что при таких плотностях собственное магнитное поле заряженного пучка не смогло бы препятствовать рассеянию пучка и, видоизменив прежние теории, объяснил наблюдаемые явления более убедительно.

Радиационный пояс

С помощью искусственных спутников Земли на высоте около 500 км был обнаружен пояс интенсивно ионизирующей радиации (состоящей из протонов главным образом энергии от 10 до 100 кэв) [67]. Происхождение протонов радиационного пояса неизвестно. Они могли прийти непосредственно из космического излучения или появиться в результате распада нейтронов, образующихся под действием космических лучей в атмосфере Земли. Конечно, протоны радиационного пояса захвачены магнитным полем Земли, однако в результате перезарядки они могут стать энергичными нейтральными атомами и беспрепятственно двигаться поперек поля [68—70].

ЛИТЕРАТУРА

1. Balfour Stewart. Encyclopaedia Britannica (9th edn.). Vol. 16, 1883.
2. Heaviside O. Encyclopaedia Britannica (9th. edn.). Vol. 33, 1902.
3. Kennelly A. E. Elect. World, N. Y., **15**, 473 (1902).
4. Eccles W. H. Proc. Roy. Soc., **A87**, 79 (1912).
5. Larmor J. Philos. Mag., **48**, 1025 (1924).
6. Appleton E. V. and Barnett M. A. F. Nature, Lond., **115**, 333 (1925); Proc. Roy. Soc., **A109**, 621 (1925); см. также Smith Rose R. L. and Barfield R. H. Ibid., **A110**, 580 (1925); **A116**, 682 (1926).
7. Breit G. and Tuve M. Phys. Rev., **28**, 554 (1926).
8. Dufay J. Thesis Paris, 1928; Reun. Inst. Opt., Paris, June 13, 6 (1933).
9. Hartley W. N. J. Chem. Soc., **39**, 57, 111 (1881).
10. Fowler A. and Strutt R. J. Proc. Roy. Soc., **A93**, 577 (1917); **A94**, 260 (1918).
11. Götz F. W. P., Meetham A. R. and Dobson G. M. B. Proc. Roy. Soc., **A145**, 416 (1934).
12. Regener E. and Regener V. H. Z. Phys., **35**, 788 (1934).
13. Whipple F. J. W. Nature, Lond., **111**, 187 (1923); Quart. J. R. met. Soc., **61**, 285 (1935).
14. Lindemann F. A. and Dobson G. M. B. Proc. Roy. Soc., **A102**, 411 (1923).
15. Booker H. G. Philos. Trans., **A237**, 411 (1938).
16. Appleton E. V. Proc. Phys. Soc. Lond., **37**, 16D (1925); J. Instn Elect. Engrs, **71**, 642 (1932).
17. Goldstein S. Proc. Roy. Soc., **A121**, 260 (1928).
18. Hartree D. R. Proc. Camb. philos. Soc., **25**, 47 (1929).
19. Lé pé chinsky D. Ann. Télécomm., **12**, 60, 74 (1957).
20. Darwin C. G. Proc. Roy. Soc., **A146**, 17 (1934); **A182**, 152 (1943).
21. Storey L. R. O. Philos. Trans., **A246**, 113 (1953).
22. Budden K. G. Report of Cambridge Conference; London: Physical Society, 1954.
23. Smith Rose R. L. and Barfield R. H. Proc. Roy. Soc., **A107**, 587 (1925).
24. Appleton E. V. Nature, Lond., **133**, 793 (1934).
25. Rocket Panel (U. S). Phys. Rev., **88**, 1027 (1952); см. также Jackson J. E. and Seddon J. C. J. Geophys. Res., **63**, 197 (1958).
26. Booker H. G. Proc. Roy. Soc., **A150**, 267 (1935).
27. Martyn D. F. Proc. Phys. Soc. Lond., **47**, 323 (1935).
28. Tellegen B. D. H. Nature, Lond., **131**, 840 (1933).
29. Bailey V. A. and Martyn D. F. Philos. Mag., **18**, 369 (1934).
30. Bailey V. A. Ibid., **23**, 774 (1937).
31. Van der Pol B. and van der Mark I. U. R. S. I. Rep., Sept., 1934.
32. Ratcliffe J. A. and Shaw I. J. Proc. Roy. Soc., **A193**, 311 (1948).
33. Bailey V. A. Nature, Lond., **139**, 68 (1937).
34. Cutolo M. Ibid., **166**, 98 (1950); см. также Bailey V. A., et al. Ibid., **169**, 911 (1952).
35. Cutolo M. Ibid., **167**, 314 (1951).
36. Carlevaro M. Nuovo cimento (Suppl.), **4**, 1422 (1956).
37. Bailey V. A. Ibid., **4**, 1430 (1956).
38. Mögel H. Wireless Engr, **8**, 604 (1931); Eckersley T. L. Nature Lond., **140**, 846 (1937); **143**, 33 (1939).
39. Kahan T. Nuovo cimento (Suppl.), **4**, 1352 (1956).
40. Ratcliffe J. A. Rep. Progr. Phys., **19**, 188 (1956).
41. Chapman S. Proc. Phys. Soc. Lond., **43**, 26, 433 (1931).
42. Pannekoek A. Proc. Amsterdam Acad., **29**, 1165 (1926).
43. Ditchburn R. W. Proc. Roy. Soc., **A236**, 216 (1956); см. также Мендельштам С. Л., Ефремов А. И. «Усп. физ. наук», **63**, 163 (1957).
44. Weissler G. in Handbuch der Physik, Vol. 21; Heidelberg: Springer, 1956.

45. Sayers J. J. *Atmos. and Terr. Phys. (Suppl.)* 1956.
46. Ratcliffe J. A. et al. *Philos. Trans.*, **A248**, 621 (1956).
47. Elvey C. T., Swings P. and Link W. *Astrophys. J.*, **93**, 337 (1941).
48. McLennon J. C. and Shrum G. M. *Proc. Roy. Soc.*, **A108**, 501 (1925).
49. Bernard R. *Nature, Lond.*, **141**, 788 (1938).
50. Cabannes J., Dufay J. and Gauzit J. *Astrophys. J.*, **88**, 164 (1938); *Nature, Lond.*, **141**, 1054 (1938).
51. Meinel A. B. *Astrophys. J.*, **113**, 50 (1951).
52. Добронравов П. П. и Хворостников И. А. «Докл. АН СССР», **23**, 233 (1939).
53. Chapman S. *Proc. Roy. Soc.*, **A132**, 353 (1931); *Philos. Mag.*, **3**, 657 (1937).
54. Herzberg G. J. *R. astr. Soc. Can.*, **45**, 100 (1951); см. также Bates D. R. and Nicolet M. J. *Geophys. Res.*, **55**, 301 (1950); Andriillot Y. J. *Phys. et radium*, **17**, 442 (1956) and Bates D. R. and Moiseiwitsch B. L. J. *Atmos. and Terr. Phys.*, **8**, 305 (1956).
55. Hoppner J. P. and Meredith L. H. J. *Geophys. Res.*, **63**, 51 (1958).
56. Störmer C. *Vid. Selsk. Skrift.*, **1**, No. 17 (1911).
57. Vegard L. *Handb. exp. Phys.*, **25** (1), 385 (1930).
58. Vegard L. and Kvifte G. *Geofys. Publ.*, **16**, No. 7 (1945).
59. Birkeland K. *Arch. Sci. phys. nat.*, **4**, 497 (1896).
60. Schuster A. *Proc. Roy. Soc.*, **A85**, 45 (1911).
61. Lindemann F. A. *Philos. Mag.*, **38**, 669 (1919).
62. Alfvén H. K. *svenska Vetensk. Akad. Handl.*, **18**, 3 (1939); **18**, 9 (1940).
63. Chapman S. and Ferraro V. C. A. *Terr. Magn. atmos. Elect.*, **36**, 77, 171 (1931); **37**, 147, 421 (1932); **38**, 79 (1933); **45**, 245 (1940).
64. Martyn D. F. *Nature, Lond.*, **167**, 62 (1951).
65. Ferraro V. C. A. *Advanc. Phys.*, **2**, 265 (1953).
66. Bennett W. H. *Astrophys. J.*, **27**, 731 (1958); см. также Alfvén H., *Tellus*, **10**, 104 (1958).
67. Van Allen et al. J. *geophys. Res.*, **64**, 271 (1959); Вернов С. Н. и др. В сб. «Искусственные спутники Земли». Т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1958.
68. Singer F. *Phys. Rev. Letters*, **1**, 171, 181 (1958).
69. Kellogg P. J. *Nuovo cimento*, **11**, 48 (1959).
70. Stuart G. W. *Phys. Rev. Letters*, **2**, 417 (1959).
- Lovell A. C. B. *Sci. Progr.*, **38**, 22 (1950).
- Dejardin G. *Revs Mod. Phys.*, **8**, 1 (1936).
- Meinel A. B. *Rep. Progr. Phys.*, **14**, 121 (1951).
- Gerson N. C. *Ibid.*, **14**, 316 (1951).
- Lovell A. C. B. et al. *Ibid.*, **11**, 389 (1946).
- Gassiot Committee of the Royal Society, *ibid.*, **9**, 1 (1942—1943).

Монографии

- Ратклифф Дж. Магнито-ионная теория и ее приложение к ионосфере. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
- Masssey H. S. W. and Boyd R. L. F. *The Upper Atmosphere*; London: Hutchinson, 1958.
- Mitra S. K. *The Upper Atmosphere*; Calcutta: Royal Asiatic Society of Bengal, 1948 (2nd edn. 1952).
- Bates D. R. (Ed.). *Space Research and Exploration*; London: Eyre and Spottiswoode, 1957.
- Van Allen J. (Ed.). *Scientific Uses of Earth Satellites*; London: Chapman and Hall, 1957.
- Rawer K. *The Ionosphere*; London: Crosby Lockwood, 1956 (translated from the German: *Die Ionosphäre*, 1952).
- Armstrong E. B. and Dalgarno A. (Eds.). *The Airglow and the Aurorae* London: Pergamon Press, 1955.
- Boyd R. L. F. and Seaton M. J. (Eds.). *Rocket Exploration of the Upper Atmosphere*; London: Pergamon Press, 1954.

- K u i p e r P. (Ed.). The Earth as a Planet; Chicago: The University Press., 1953.
C h a p m a n S. and B a r t e l s J., Geomagnetism; Oxford: Clarendon Press, 1940.
K a i s e r T. R. (Ed.). Meteors; London: Pergamon Press, 1955.
N e w e l l H. E. High Altitude Rocket Research; New York: Academic Press, 1953.
W h i t e C. S. and B e n s o n O. O. (Eds.). Physics and Medicine of the Upper Atmosphere; New Mexico: The University Press, 1952.
M a s s e y H. S. W. Negative Ions; London: Cambridge University Press, 1950.
А л ь ф в е н Х. Космическая электродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
G e r s o n N. C., D o n a l d s o n R. J. and K a t z L. (Eds.). Proceedings of the Conference on Ionospheric Physics; Massachusetts: Air Force Cambridge Research Centre, 1952.
W e e k e s K. (Ed.). Polar Atmosphere Symposium (Part II); London: Pergamon Press, 1957.

Литература (дополнительная)

- А л ь п е р т Я. Л. Распространение радиоволн в ионосфере. М. — Л., Изд-во АН СССР, 1960.
А л ь п е р т Я. Л., Г и н з б у р г В. Л., Ф е й н б е р г Е. Л. Распространение радиоволн. М. — Л., Гостехтеориздат, 1953.
-

ГЛАВА 6

СИЛЬНОТОЧНЫЕ РАЗРЯДЫ И ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Введение

При протекании большого тока через ионизованный газ, а точнее, когда движущиеся ионы и электроны создают потоки большой плотности, происходит ряд процессов. Для удобства рассмотрим каждый процесс отдельно, хотя, несомненно, можно встретить любую их комбинацию в зависимости от конкретных условий.

1. Движущиеся под действием электрического поля ионы и электроны сталкиваются с молекулами газа, передают им импульс и энергию, увеличивая температуру газа. Если плотность и скорость заряженных частиц велики, то создаются высокая температура и большие ее градиенты. Термическая ионизация, испарение и термоионная эмиссия с электродов, а также возбуждение ионов, двухступенчатые процессы и конвекционные токи — таковы важнейшие процессы, происходящие при развитии разряда. Протекание токов большой плотности сопровождается мощным потоком излучения и возбуждением атомов. Эти процессы хорошо известны для дуговых разрядов, неоднократно обсуждались в литературе [1—7] и поэтому не рассматриваются в этой книге.

2. При больших плотностях тока давление, создаваемое беспорядочным движением ионов и электронов ($p_i = n^+ kT_i$, аналогично для p_e), стремится вытолкнуть молекулы газа, находящиеся при низкой температуре из токового канала. В этом состоянии отношение числа заряженных к числу нейтральных частиц велико. При очень высоких температурах беспорядочное движение частиц настолько велико, что благодаря упомянутым выше процессам в области разряда остается лишь незначительная часть нейтральных частиц: такой газ называют полностью ионизованным. Движение отдельных частиц в этом случае подчиняется более простым законам, во-первых, потому что таких частиц теперь только два типа (положительные и отрицательные) и, во-вторых, потому что отсутствуют сложные реакции между

электронами и атомами, описываемые уравнениями квантовой механики. Короткодействующие атомные силы заменяются далекодействующими силами электростатического отталкивания и притяжения. Законы, которым подчиняются такие системы, детально обсуждал Спитцер [8].

Если подобные условия создать в газах самых легких элементов, то возникает возможность отобрать от атома все электроны («ободренные атомы») и получить, таким образом, смесь, состоящую лишь из ядер и электронов. Достаточно сильное соударение двух таких ядер может привести к перестройке ядер, при этом происходит термоядерная реакция.

3. При протекании большого тока через ионизованный газ возникает сильное магнитное поле; если ток течет, например, по цилиндрическому каналу, силовые линии магнитного поля имеют форму концентрических окружностей, так же как и при прохождении тока по прямому проводнику. Поперечное расталкивание силовых линий магнитного поля создает направленное внутрь давление, причем его значение в любой точке определяется плотностью энергии $H^2/8\pi$. В ионизованном газе носители заряда свободно движутся в пространстве (в отличие от твердого проводника), и разряд, следовательно, сжимается внутрь. Это и есть так называемый пинч-эффект, или самосжатый разряд, который является одним из способов изоляции горячей плазмы в пространстве, способствующий иногда дополнительной ионизации.

Самосжатый разряд

На рис. 6. 1 показано действие аксиально-симметричного магнитного поля H , создаваемого током, текущим вдоль оси z внутри цилиндра радиусом r , на элемент этого же тока в некоторой точке (r, θ) . В дальнейшем будем обозначать это поле H_θ , но индекс опустим, так как отсутствуют r и z компоненты поля.

Ясно, что эта сила направлена по радиусу внутрь. Если j_r — плотность тока на радиусе r , то, используя уравнение Максвелла, находим связь между H и j :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rH) = 4j_r = \frac{4\pi e}{c} (n_e v_e + n^+ v^+), \quad (6. 1)$$

где n_e , n^+ , v_e , v^+ — плотности и скорости дрейфов электронов и ионов. Направленная внутрь сила, действующая на единицу объема заряженных частиц (согласно Альфвену [9]), равна

$$\vec{f} = j_r \cdot H = j_r \frac{2}{r} \int_0^r j_r 2\pi r dr = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{H^2}{r} + H \frac{\partial H}{\partial r} \right). \quad (6. 2)$$

При малом токе сила, обусловленная магнитным полем тока, незначительна и радиальное движение частиц подчиняется законам амбиполярной диффузии. Благодаря направленной наружу

быстрой диффузии электронов образуются небольшой пространственный заряд и заряд на стенках камеры, в результате чего возникает радиальное электростатическое поле E_r , которое уравнивает направленные наружу потоки противоположно заряженных частиц (классическая теория положительного столба Шоттки). Предположим, что давление газа достаточно большое, так что вероятность столкновений заряженных частиц с молекулами газа больше, чем со стенками камеры, а также, что плазма остается квазинейтральной ($n^+ - n_e \ll n_e$, n^+ , таким образом, $n_e \approx n^+ =$

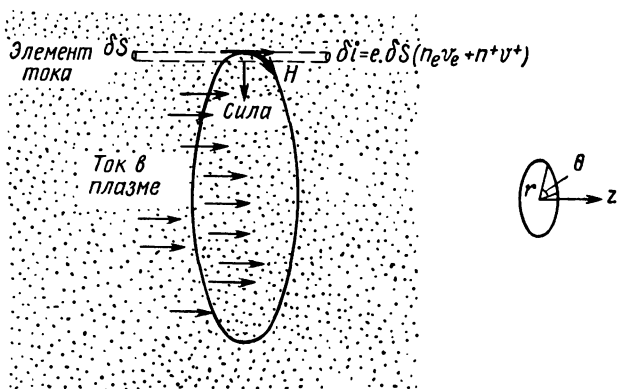


Рис. 6. 1. Направленная внутрь сила, создаваемая собственным магнитным полем тока.

$= N$) и что температура ионов и электронов не зависит от радиуса. Тогда обычная радиальная скорость дрейфа равна

$$v = -\frac{D^+}{N} \cdot \frac{dN}{dr} + b^+ E_r = -\frac{D_e}{N} \frac{dN}{dr} - b_e E_r. \quad (6.3)$$

Разрешая это уравнение относительно E_r и используя соотношение $D_e/b_e = kT_e/e$, получаем

$$E_r = -\frac{dV}{dr} = -\frac{kT_e}{e} \frac{1}{N} \frac{dN}{dr}; \quad (6.4)$$

$$\frac{N_r}{N_0} = e^{-\frac{e(V_0 - V_r)}{kT_e}}, \quad (6.5)$$

где N_0 и V_0 — соответствующие значения на оси. Это распределение Больцмана. Наличие значительного магнитного поля приводит к дополнительной силе в уравнении (6.3), а следовательно, к изменению радиального распределения электронов и ионов.

Следует отметить, что магнитное поле в противоположность электростатическому оказывает одинаково направленное внутрь

воздействие как на электроны, так и на ионы, сжимая всю плазму. Впервые этот эффект был теоретически обоснован Беннеттом [10] для нейтральных пучков, состоящих из электронов и ионов (при движении электронов с релятивистскими скоростями), а совсем недавно Лоусон [11] распространил его на пучки, в которых частицы ускоряются продольным электрическим полем. Тонкс [12] впервые вычислил сжатие обычной плазмы магнитным полем, когда скорости теплового движения частиц превышают их дрейфовые скорости; его теоретическое обоснование с меньшим числом произвольных предположений было развито Блэкманом [13]. Рассмотрим вначале вывод Тонеманна и Каухига [14], так как он наиболее наглядно представляет физический процесс и логически следует из теории нормального положительного столба. Сила, направленная внутрь и действующая на электронный поток с плотностью n на радиусе r , равна

$$F = -neE_r + H(ne)v_{\text{дрейф}}, \quad (6.6)$$

где $v_{\text{дрейф}}$ — дрейфовая скорость электронов, параллельная оси z .

При равновесии эта направленная внутрь сила уравновешивается направленной наружу диффузией электронов, что можно записать в виде

$$F = -\frac{dp}{dr} = -\frac{d}{dr} nkT_e. \quad (6.7)$$

Приравняв выражения (6.6) и (6.7) и интегрируя, получаем

$$\ln \frac{n_r}{n_0} + \ln \frac{T_e}{(T_e)_0} = \int_0^r \frac{eE_r}{kT_e} dr - \int_0^r \frac{eH}{kT_e} v_{\text{дрейф}} dr. \quad (6.8)$$

Магнитный потенциал V_m может быть определен

$$V_m = \int_0^r H v_{\text{дрейф}} dr. \quad (6.9)$$

Тогда, если T_e постоянна и не зависит от r (как это обычно имеет место в разрядах при низком давлении), имеем

$$\frac{n_r}{n_0} = e^{-\frac{e(V_r - V_m)}{kT_e}}. \quad (6.10)$$

При больших токах (~ 100 а) направленной внутрь электростатической силой можно пренебречь по сравнению с силой, обусловленной магнитным полем ($V_r \ll V_m$). Если весь ток, проходящий через сечение радиуса r , обозначить i , то H равно

$$H = \frac{2i}{r} = \frac{2}{r} \int_0^r 2\pi r n_r e v_{\text{дрейф}} dr. \quad (6.11)$$

Исключая из последних трех уравнений H и пренебрегая V_r , можно найти новое распределение электронов

$$\frac{n_r}{n_0} = \frac{1}{\left(1 + C \frac{r^2}{r_0^2}\right)^2} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\pi n_0 e^2 v_{дрейф}^2}{2kT_e} r^2\right)^2}, \quad (6.12)$$

где r_0 — радиус трубки, C — постоянная. Это распределение имеет тот же вид, что и распределение, полученное Беннеттом.

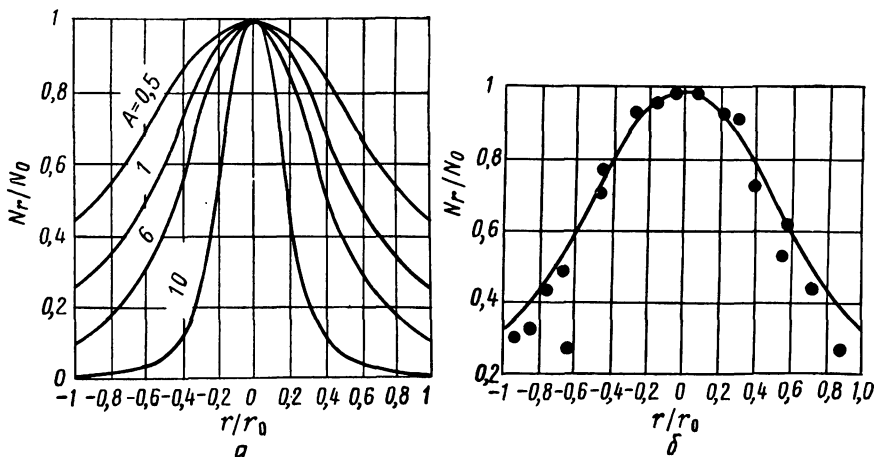


Рис. 6. 2. Распределение плотности электронов по радиусу: вычисленное a — из уравнения (6. 14) для различных значений A [$A = Jv_{дрейф} / (2kT_e/e - Jv_{дрейф})$] (N_0 — значение плотности электронов в центре); b — вычисленное и измеренное с помощью зондов в парах ртути ($A = 0,72$ из следующих данных: ток — 150 а, $T_e = 31,500^\circ$ К, дрейфовая скорость равна $1,5 \cdot 10^7$ см/сек [14].

Плотности электронов: ● — зондовые измерения; — — — вычисленные теоретически.

Его можно объединить с выражением для тока, чтобы получить n_0 и n_r/n_0 в зависимости от тока разряда I :

$$n_0 = \frac{I}{\pi e r_0^2 v_{дрейф} \left(1 - \frac{eIv_{дрейф}}{2kT_e}\right)}; \quad (6.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{n_r}{n_0} &= \left[1 + \left(\frac{Iv_{дрейф}}{2kT_e/e - Iv_{дрейф}}\right) \frac{r^2}{r_0^2}\right]^{-2} = \\ &= \left[1 + \left(\frac{Iv_{дрейф}}{2 \cdot 10^9 V_e - Iv_{дрейф}}\right) \frac{r^2}{r_0^2}\right]^{-2}. \end{aligned} \quad (6.14)$$

Последнее выражение записано в практических единицах: I выражено в амперах, а V_e — в вольтах. Интересно отметить вытекающее из уравнения (6. 13) следствие о том, что с увеличением I

и $I v_{\text{дрейф}} \rightarrow \frac{2kT_e}{e}$ плотность $n_0 \rightarrow \infty$. Это, конечно, означает, что r_0 — уже не радиус трубки, а соответствует радиусу ионизованной области, которая должна быстро уменьшаться по мере того, как ток достигает этого предельного значения. Такой отрыв плазмы от стенок камеры называют самосжатием (пинч-эффектом). Развитие пинч-эффекта при нарастании тока показано на рис. 6. 2 и 6. 3. Устойчивость разрядного канала, изолированного от стенок, зависит, по-видимому, от того, увеличивается или уменьшается T_e с увеличением I ; в последнем случае разряд неустойчив. Однако, мы увидим, что состояние устойчивости — процесс значительно более сложный.

Объяснение, данное Тонксом [12], а позднее Блэкманом [13], носит более общий характер и основано на уравнении движения электронов в электрическом и магнитном полях при наличии градиентов концентрации [15], причем предполагается, что электроны обладают максвелловским распределением по энергии. Если магнитное поле H приложено в направлении z , то дрейфовые скорости электронов v_x и v_y (с концентрацией n электрон/см³) в направлении x и y можно выразить следующим образом:

$$\left. \begin{aligned}
 v_x = & C_1 \frac{1}{1 + \omega_H^2 \tau^2} \left(b_e X_x + D_e \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \right) + \\
 & + C_2 \frac{\omega_H \tau}{1 + \omega_H^2 \tau^2} \left(b_e X_y + D_e \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \right); \\
 v_y = & C_1 \frac{1}{1 + \omega_H^2 \tau^2} \left(b_e X_y + D_e \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \right) - \\
 & - C_2 \frac{\omega_H \tau}{1 + \omega_H^2 \tau^2} \left(b_e X_x + D_e \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \right),
 \end{aligned} \right\} \quad (6.15)$$

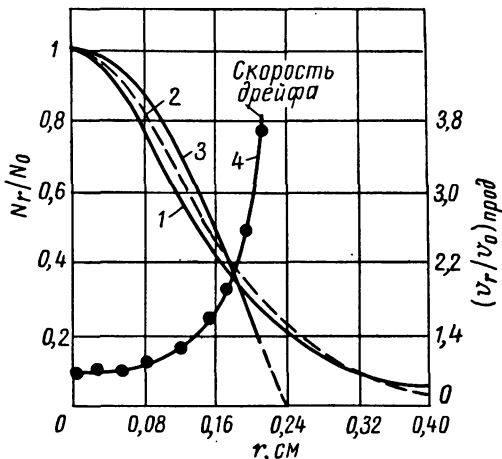


Рис. 6. 3. Изменение скорости дрейфа в продольном направлении и плотности электронов по радиусу.

1 — вычислена из $\frac{N_r}{N_0} = \frac{1}{(1 + C\tau^2)^2}$ без учета размножения при столкновениях; 2 — построена по измеренным значениям $\frac{N_r}{N_0}$; 3 — рассчитана для $\frac{N_r}{N_0}$ с учетом размножения при столкновениях; 4 — построена по измеренным значениям скорости дрейфа электронов в продольном направлении [13].

где b_e и D_e — обычная подвижность электронов и коэффициент диффузии при отсутствии магнитного поля;

$$D_e = \frac{1}{3} \lambda_e v_{\text{хаотич}}; \quad \omega_H = \frac{eH}{mc}; \quad \tau = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda_e}{v_{\text{хаотич}}}; \quad (6.16)$$

C_1 и C_2 — поправки (функции $\omega_H \tau$), близкие к единице. Следует отметить, что так как магнитное поле искривляет траектории всех заряженных частиц, то их дрейф из-за электрического поля или градиента концентрации, например в направлении x , будет происходить в перпендикулярном направлении (по y) и наоборот. В некоторых простых случаях (т. е. $X_x, X_y = 0, \frac{\partial n}{\partial y} = 0$) эти уравнения приводятся к выражению для таунсендовской диффузии, происходящей перпендикулярно магнитному полю, за исключением численного коэффициента, который возникает из-за другого способа усреднения. Используя соотношение Таунсенда $D_e/b_e = kT_e/e$, уравнения можно упростить, введя так называемую «потенциальную функцию»:

$$V' = - \left(\frac{eV}{kT_e} + \ln n \right), \quad (6.17)$$

где V — электрический потенциал в некоторой точке. Тогда

$$\left. \begin{aligned} v_x &= D_e \left(C_1 \frac{1}{1 + \omega_H^2 \tau^2} \cdot \frac{\partial V'}{\partial x} + C_2 \frac{\omega_H \tau}{1 + \omega_H^2 \tau^2} \cdot \frac{\partial V'}{\partial y} \right); \\ v_y &= D_e \left(C_1 \frac{1}{1 + \omega_H^2 \tau^2} \cdot \frac{\partial V'}{\partial y} - C_2 \frac{\omega_H \tau}{1 + \omega_H^2 \tau^2} \cdot \frac{\partial V'}{\partial x} \right). \end{aligned} \right\} \quad (6.18)$$

Блэкман и Тонкс записали эти уравнения в цилиндрических координатах, предполагая, что основной ток течет по x (вдоль оси цилиндра) и что $\frac{\partial n}{\partial x} = 0$, а $X_r = -\frac{\partial V}{\partial r}$ везде перпендикулярно H . Таким образом, n_e, n^+, H и V — функции только r . К уравнениям (6.18) добавляют еще два уравнения, одно из которых выражает связь между магнитным полем и продольной скоростью дрейфа на любом радиусе [уравнение (6.1)], а другое является уравнением непрерывности для ионов, которое можно записать следующим образом (v^+ — радиальная скорость дрейфа ионов):

$$\frac{\partial}{\partial r} (n^+ v^+ r) = \nu_i n_e r, \quad (6.19)$$

где ν_i — число ионов, образуемых каждым электроном в 1 сек (левая часть уравнения, умноженная на 2π , выражает потерю ионов при дрейфе из тонкого цилиндрического слоя $r, r + dr$; правая часть — скорость образования ионов, по мере того как электроны в этом слое ионизуют молекулы газа во время своего

беспорядочного движения). Предполагается, что магнитное поле не влияет на радиальный дрейф ионов и, следовательно, его можно выразить (в цилиндрических координатах):

$$v^+ = b^+ X_r - \frac{D^+}{n^+} \frac{\partial n^+}{\partial r}. \quad (6.20)$$

Уравнения (6. 1), (6. 18)—(6. 20) можно решить лишь численными методами, и решение будет зависеть от граничных условий. Тонкс, например, предлагал поддерживать проводящую стенку при отрицательном потенциале так, чтобы избежать радиального потока электронов; Блэкман предлагал использовать изолирующую стенку, что осуществимо в экспериментальных условиях. Более простой подход Шлютера приводит к точному решению для распределения электронов по радиусу при $v_i = 0$. Точные теории определяют, что $\frac{n_r}{n_0}$ близко к $1/(1 + Cr^2)^2$ и предсказывают, что при критическом значении тока плазма оторвется от стенок камеры, а n_0 начнет быстро увеличиваться. В самосжатом разряде продольная дрейфовая скорость также быстро увеличивается в направлении к границе плазмы [12] (см. рис. 6. 3). Когда n_0 значительно превышает локальную плотность молекул нейтрального газа, то внутренняя область становится полностью ионизованной и данное объяснение оказывается несостоятельным из-за причин, изложенных на стр. 209.

Как показал Аллен [17] после Давыдова [18], в самосжатом разряде изменяется не только радиальное распределение плотности электронов, но и их энергия, если допустить, что направленной внутрь силой, обусловленной электрическим полем, можно пренебречь по сравнению с силой, обусловленной магнитным полем. Максвелловское распределение, наблюдаемое в положительном столбе разряда, заменяется распределением, в котором значительно меньше быстрых электронов. Если степень ионизации мала и преобладают упругие столкновения, а λ_e не зависит от энергии электронов, то новое распределение примет вид

$$dn = f(\epsilon) d\epsilon = A \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right) e^{-B \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)^{3/2}} d\left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right). \quad (6.21)$$

При высокой степени ионизации дальнедействующие электрические силы между электронами и ионами стремятся восстановить максвелловское распределение, хотя и в этом случае следует считать, что быстрых электронов относительно мало.

Такие объяснения являются несколько ограниченными, так как все они пренебрегают ролью положительных ионов в предположении, что последние находятся в состоянии теплового равновесия с газом. При очень больших токах температура ионов значительно отличается от температуры электронов, а давление ионов,

противодействующее силе, обусловленной магнитным полем, заслуживает большего внимания, чем направленная наружу диффузия. При таких условиях согласно теории следует, что центр разряда становится отрицательным. Некоторые более общие положения, согласно которым сила, обусловленная магнитным полем, и давление ионов выражаются в рамках теории положительного столба Тонкса и Ленгмюра, приведены в работах Томпсона и др. [19—21].

*Равновесный полностью ионизованный столб.
Соотношение тока и температуры*

Предположим, что получен цилиндрический самосжатый разряд с радиусом R (см) и общим током I (в системе СГСМ), в котором ионы и электроны находятся в тепловом равновесии при одинаковой температуре T . В любой точке градиент давления уравновешивается направленной внутрь силой, обусловленной магнитным полем; полный ток в цилиндре с плазмой радиуса r обозначим i . Равновесие тонкого цилиндрического слоя с радиусами r , $r + dr$ можно записать в виде

$$H \frac{di}{dr} = 2\pi r \frac{d}{dr} (n^+ kT_i + n_e kT_e) - 2\pi r \frac{d}{dr} (n^+ + n_e) kT, \quad (6.22)$$

где n^+ , n_e — плотность ионов и электронов. Полагая $H = \frac{2i}{r}$ и интегрируя обе части от 0 до R , получаем

$$\left. \begin{aligned} I^2 &= 2\pi R^2 (n^+ + n_e) kT; \\ I &= 2(N^+ + N_e) kT; \\ I &= 4NkT, \end{aligned} \right\} \quad (6.23)$$

где N^+ , N_e (равные N) — общее число ионов и электронов на единицу длины столба. Результат этот можно получить проще, приравняв давление магнитного поля на внешнюю поверхность столба $\frac{H_0^2}{8\pi} = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{2I}{R}\right)^2$ к газокINETическому давлению частиц $(n^+ + n_e) kT$. В плазме на плоской границе, по которой течет ток, и где силовые линии магнитного поля параллельны друг другу, во всех точках

$$\frac{H^2}{8\pi} + p = \text{const.} \quad (6.24)$$

При наличии даже захваченного внутрь плазмы магнитного поля внешнее поле должно сжимать внутреннее поле и газ. Пусть $\beta = \frac{p}{H_0^2/8\pi}$, тогда уравнение (6.23) будет иметь вид

$$\beta I^2 = 4NkT. \quad (6.23a)$$

Уравнение (6. 23), впервые выведенное Беннеттом, применимо только к устойчивым самосжатым разрядам при тепловом равновесии, хотя последние встречаются очень редко.

Мы рассматривали только состояние равновесия самосжатого разряда. Однако, если в ионизованном газе большой ток устанавливается очень быстро, то шнур разряда быстро отрывается от стенки, и в этом случае следует рассматривать как движение проводящей жидкости (ионизованного газа), подчиняющейся газовым законам и гидродинамическим уравнениям, так и ее действие на магнитное поле, которое описывается уравнениями электродинамики. Изучением такого рода движений занимается магнитная гидродинамика [9, 22, 23].

Стягивание к оси самосжатого разряда

Мы рассматривали сжатие первоначально однородного и равновесного разряда при нарастании тока. С помощью обычной лабораторной аппаратуры трудно получить из-за большого количества рассеиваемой энергии постоянный ток больше нескольких сот ампер при напряжении, необходимом для поддержания разряда. Поэтому для изучения больших токов применяют методы импульсной техники. Впервые Уэр и Казинс [24, 25] наблюдали как светящийся шнур разряда (по которому, как полагали, течет весь ток) отрывался от стенки и концентрировался в центре камеры. Они использовали стеклянный тор с внешней медной оболочкой, через которую разряжались конденсаторы. В результате возникал безэлектродный кольцевой разряд (см. стр. 144), причем электрическое поле наводилось при изменении магнитного потока. При такой геометрии силовые линии электрического поля и потока замкнуты и благодаря созданному таким способом бесконечному пути для движущихся электронов ток можно увеличить до больших значений. За током в газе можно следить с помощью измерения электродвижущей силы, наводимой магнитным полем тока в небольшой петле, введенной в тор. Сигнал от тока, текущего по медной оболочке, компенсировался соответствующей схемой. За разрядом наблюдали через небольшое окно, расположенное в диаметрально противоположной точке от разряжающихся на медную оболочку конденсаторов, с помощью спектрографа, фотоумножителя или вращающейся зеркальной камеры (скоростного фоторегистратора).

Измерения показали, что разряд конденсатора 2 мкф при напряжении порядка 15 кВ создает в газе максимальный ток около 10 ка , а расширение интенсивности спектральных линий показало, что в разряде водорода ионизуется до 70% газа. Фотографии, полученные на камере с вращающимися зеркалами, показали, что вначале разряд сжимался к оси трубки в тонкий шнур, а затем расширялся и снова сжимался симметрично несколько раз около оси. Эти явления сопровождались колебаниями тока, который не-

сколько уменьшался при сжатии. Колебания интенсивности светящегося канала не синусоидальны, но сжатие и расширение плазмы происходило почти с постоянными скоростями. Вероятно, что это движение происходит благодаря возникновению ударных волн, сходящихся по радиусу к оси и расходящихся после столкновения на оси и снова отражающихся от стенок камеры. Период таких колебаний в пинче изменяется как $\frac{1}{\sqrt{M}}$ (где M — молекулярный вес газа), период удлиняется с увеличением давления газа и уменьшается с увеличением приложенного напряжения и тока. В аргоне при $p = 0,5$ мм рт. ст. период колебаний тока в самосжатом разряде достигает 5 мксек, когда конденсаторы емкостью 2 мкф, заряженные до 10 кВ, разряжаются через медную оболочку (при максимальном токе 13 кА). Такому поведению плазмы не противоречит предположение о распространении ударных волн. Аналогичные периодические сжатия и расширения шнура разряда в прямых трубах наблюдали Курчатов и Арцимович с сотрудниками [26—29], а также Колгейт [30]. Конденсаторы в несколько сот микрофард при потенциале до 50 кВ присоединяли на концах разрядной трубки к электродам и они разряжались через газ. Ток увеличивался почти до 10^3 кА в течение нескольких микросекунд, причем скорость нарастания тока зависела от индуктивности цепи (плюс индуктивность газового разряда), которая должна быть минимальной. В таких интенсивных разрядах моменты максимального сжатия плазмы сопровождаются быстрыми изменениями тока и еще более явными изменениями напряжения на электродах.

За переходными процессами в плазме наблюдали с помощью сверхскоростной фотографии, показывающей движение светящегося газа, магнитных зондов¹ и пьезодатчиков, размещенных в различных точках разрядной трубки и позволяющих измерять магнитное поле и давление газа, а также с помощью спектроскопических измерений, из которых можно определять степень ионизации и температуру газа. Последовательность основных явлений в разряде показана на рис. 6. 4.

Приложенный к электродам потенциал намного превышает пробивное напряжение промежутка (при давлении 0,1 мм рт. ст. и меньше), газ быстро становится проводящим. Ток очень быстро нарастает и благодаря скин-эффекту течет по тонкому слою, прилегающему к стенке камеры, и который благодаря давлению магнитного поля собственного тока стягивается к оси. Давление магнитного поля $\left(\frac{H^2}{8\pi} \propto I^2\right)$ намного превышает противодействующее ему давление газа, и поэтому потоки быстрых ионов

¹ Небольшая катушка, изолированная от плазмы (помещенная, например, в кварцевую трубку); индуцированная э. д. с. определяет скорость изменения локального магнитного поля.

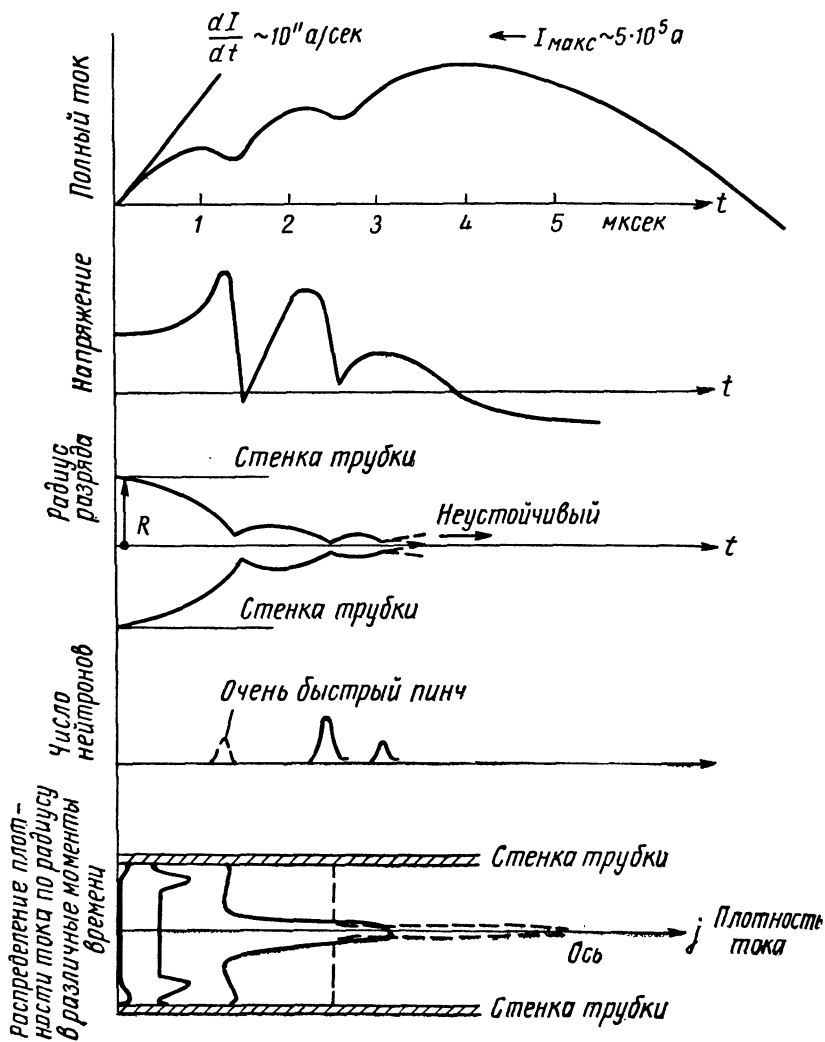


Рис. 6. 4. Последовательность процессов в типичном импульсном само-сжатом разряде.

и электронов направлены по радиусу к оси. Следует отметить, что, поскольку нейтральность плазмы сохраняется, направленное внутрь движение электронов и ионов происходит с одинаковыми скоростями, и поэтому более тяжелые ионы приобретают гораздо большую кинетическую энергию. Газ увлекается заряженными частицами в виде сходящейся к оси ударной волны, движущейся со скоростью около $7 \cdot 10^6$ см/сек, за ее передним фронтом следует волна с повышенной ионизацией (см. гл. 2). Когда заряженные частицы достигают оси, большая часть энергии упорядоченного движения частиц превращается в тепло: температура газа резко повышается (в данном случае порядка 10^6 К). Ток течет теперь в основном по центральному столбу, и если он цилиндрический, то разряд в этот момент обладает максимальной индуктивностью, а напряжение на электродах достигает максимума.

Следующее за этим отражение ударной волны и высокое давление газа увлекают плазму к стенке; движение частиц при этом замедлится магнитным полем собственного тока и затем следует новое сжатие плазмы. В этом случае газ имеет более низкую плотность, чем при первом сжатии, и почти полностью ионизован.

В экспериментах советских ученых вспышка нейтронного и жесткого рентгеновского излучений ($h\nu \sim 300-400$ кэв) наблюдалась в момент не первого, а второго сжатия шнура (следует отметить, что энергия рентгеновских лучей приблизительно в 10 раз больше первоначального напряжения на конденсаторах). Рентгеновское и нейтронное излучения возникают в разряде не за счет термоядерной реакции, а благодаря ускорению группы ионов и электронов в создающихся на определенном периоде процесса сильных местных продольных электрических полях. Природа возникновения таких полей еще неясна, но есть предположение, что они образуются из-за деформаций канала разряда при возникновении неустойчивости. Например, при винтовом закручивании шнура электрическое и магнитное поля не перпендикулярны друг другу, и заряженные частицы могут ускоряться вдоль силовых линий магнитного поля. С другой стороны, Колгейт [30] предположил, что когда в разряде развиваются неустойчивости, он сжимается неравномерно по всей длине, а через определенные интервалы, образуя очень узкие перетяжки плазменного шнура. Отсюда появилось название неустойчивость типа перетяжки. Индуктивность в этой узкой области очень велика, и, следовательно, в ней развивается высокий осевой электрический потенциал. Следует отметить, что когда сжимается разряд, напряжение V на электродах равно

$$V = \frac{d}{dt}(Li) = L \frac{di}{dt} + i \frac{dL}{dt}, \quad (6.25)$$

где L — индуктивность газового столба. Вначале процесса главным членом является $L \frac{di}{dt}$, но, когда газ устремляется к центру,

преобладающую роль играет $i \frac{dL}{dt}$. Большинство проведенных экспериментов показало такую же последовательность явлений, однако Олин и Зигбан с сотрудниками [32] на установке, позволяющей очень быстро увеличивать токи (с очень малой внешней индуктивностью), получили импульс нейтронов при первом сжатии. В последующие сжатия плазмы часто наблюдаются колебания напряжения (при частоте 3—4 МГц), сопровождаемые очень интенсивным излучением нейтронов. Курран и Аллен [33] использовали аналогичную прямую трубу, но с меньшей скоростью нарастания тока. Они обнаружили небольшой выход нейтронов в третьем и последующих сжатиях плазмы. Появление в газе примесей со стенок камеры при движении горячего газа в сторону стенок, а также применение продольного магнитного поля обычно снижают интенсивность нейтронного излучения. Такие эксперименты проводили большей частью с легкими газами (H_2 , D_2) при низких давлениях (10^{-3} — 10^{-1} мм рт. ст.), но быстрый самосжатый разряд наблюдали также в сильноточном искровом разряде в воздухе при атмосферном давлении (при максимальном токе 300 ка).

Быстрый самосжатый разряд. Теория

Теоретическое описание первоначального быстрого сжатия с последующим расширением столба разряда дали Леонтович, Осовец [35] и Розенблют [36]. Они предположили, что в начальной стадии благодаря быстрому изменению ток течет по тонкому, почти полностью проводящему слою вблизи стенки разрядной камеры (скин-эффект). Далее предположили, что направленная внутрь сила, действующая на ионы и электроны, благодаря соударениям сжимает и ионизует нейтральный газ. Если ρ ($г/см^3$) — начальная плотность газа, то M ($г/см^2$) — масса на единицу сжимающейся поверхности столба разряда; ее находят из выражения

$$2\pi RM = \int_r^R \rho 2\pi r dr, \quad (6.26)$$

где R — радиус трубы, а r — минимальный радиус столба разряда. Отсюда

$$M = \frac{1}{2\pi r} (R^2 - r^2). \quad (6.27)$$

Уравнение движения этой массы имеет вид

$$\frac{d}{dt} (Mv_{\text{рад}}) = \frac{H^2}{8\pi} \quad \text{или} \quad - \frac{d}{dt} \left(M \frac{dr}{dt} \right) = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{2I}{r} \right)^2, \quad (6.28)$$

где I , ед. СГСМ.

При разряде конденсатора возникает синусоидальный ток с малым затуханием (приблизительно $I_0 \sin \omega t$); однако в описанных экспериментах, особенно с легкими газами, время сжатия много короче периода разряда конденсатора, и в уравнении (6. 28) ток можно приближенно записать как $I_0 \omega t$. Если это выражение для I и уравнение (6. 27) подставить в уравнение (6. 28) и затем проинтегрировать его, то время сжатия τ от начального радиуса R до конечного малого радиуса r , например равного $0,1R$, будет

$$\tau \approx 1,4R \sqrt[4]{\frac{100\pi q}{I_0^2 \omega^2}}, \quad (6. 29)$$

где I_0 в амперах.

Значения τ , определяемые из этого уравнения, хорошо согласуются с временем, измеренным американскими учеными. Леонтович, исходя из несколько отличных предположений относительно первоначального распределения массы газа, включает в свое уравнение силу сопротивления, возникающую из-за давления газа. Взяв цилиндр единичной длины и обозначив m — массу единицы длины ($m = \rho \pi R^2 l$), Леонтович получил уравнение движения

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{3} m \frac{dr}{dt} \right) = -\frac{H^2}{8\pi} 2\pi r l + 2\pi r p. \quad (6. 30)$$

Коэффициент $\frac{1}{3}$ связан с приближением, показывающим, что масса, участвующая в движении, не сосредоточена целиком на радиусе r , а распределена по сечению цилиндра. Решается это уравнение в безразмерных координатах $x = \frac{r}{R}$ $z = \frac{t}{t_1}$, где t_1 — функция m и скорости нарастания тока. На рис. 6. 5 показано вычисленное изменение радиуса со временем для различных первоначальных условий, причем параметр α пропорционален начальному давлению (поэтому при $\alpha = 0$ не видно отражения), а z_0 — предполагаемое время начала сжатия. Время максимального сжатия, выраженное в практических единицах:

$$\tau = 9 \cdot 10^{-2} \frac{R (p_0 M')^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{\frac{dI}{dt}}}, \quad (6. 31)$$

где p_0 — начальное давление газа, мм рт. ст., а M' — его молекулярный вес. Это уравнение выражает ту же зависимость, что и уравнение (6. 26); в частности, τ изменяется пропорционально корню четвертой степени из плотности газа и обратно пропорционально корню квадратному из скорости нарастания тока. Быстрое сжатие происходит при использовании легкого газа при низком давлении с быстрым нарастанием тока, т. е. всегда, когда выпол-

нены условия применимости основных уравнений (6. 28) и (6. 30). Результаты уравнения (6. 31) хорошо согласуются с экспериментами в различных газах (рис. 6. 6).

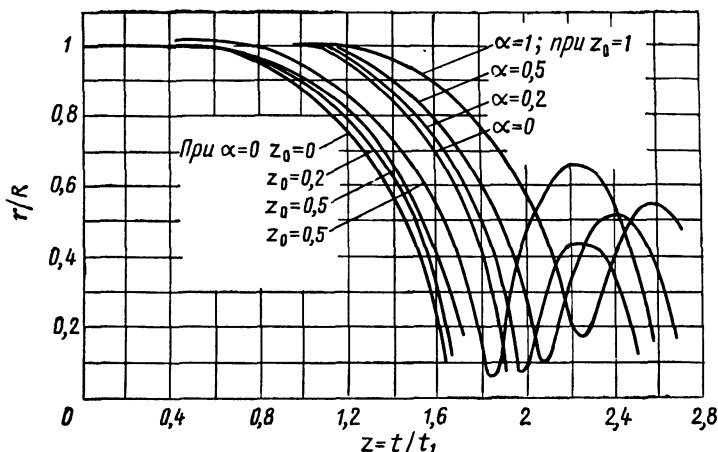


Рис. 6. 5. Изменение радиуса шнура плазмы со временем в само-жатом разряде (в безразмерных координатах) α — первоначальное давление и z_0 — время начала сжатия [35].

Аллен [37] рассмотрел движение к оси и отражение ударных волн при сжатии плоского слоя с током. Время, требуемое для сжатия, а также достигнутые температура и сжатие взяты из обыч-

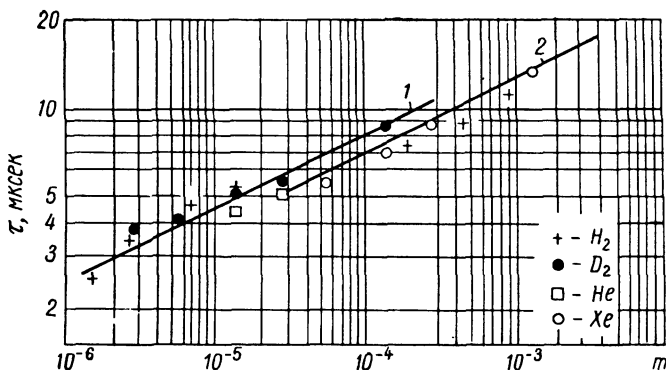


Рис. 6. 6. Время τ , в течение которого происходит развитие первого сжатия в газе с массой m на единицу длины разряда:

1 — $dI/dt = 6,10^{10}$ а/сек (для легких газов); 2 — $dI/dt = 7,5 \cdot 10^{10}$ а/сек (для тяжелых газов) [35].

ных результатов по распространению ударных волн. Последние применимы лишь когда давление газа достаточно велико, чтобы средний свободный пробег ионов был значительно меньше ширины

сосуда (т. е. $p \approx 0,1$ мм рт. ст. для сосуда шириной 30 см).
Случай цилиндрической геометрии аналогичным образом рассматривал Джукс [38].

Скин-эффект

Известно, что если по твердому проводнику течет ток высокой частоты, то его сопротивление увеличивается с увеличением частоты. Это объясняется тем, что ток проходит главным образом через внешние слои вблизи поверхности проводника; физическое объяснение этого явления ясно из рис. 6. 7. Быстро увеличивающийся ток i , проходящий через столб газа, вызывает усиление магнитного потока (μH), пронизывающего небольшой прямоуголь-

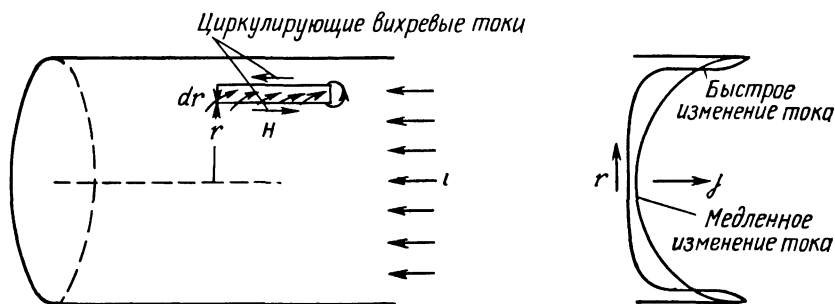


Рис. 6. 7. Скин-эффект в цилиндрическом токовом канале:

справа показано изменение плотности тока по радиусу, создаваемое механизмом слева.

ник, показанный на рисунке. Благодаря индуцированной э. д. с. в прямоугольнике возникает ток, противодействующий изменению магнитного поля: это увеличивает ток во внешних областях и уменьшает во внутренних. Возникающая э. д. с. пропорциональна $\mu \frac{\partial H}{\partial t}$, или $\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{2i}{r} \right)$, где i (ед. СГСМ) — ток в цилиндре радиусом r . Плотность j циркулирующего тока равна σX , где σ — проводимость среды, а X — величина электрического поля, создаваемого изменением потока. Применяя уравнения Максвелла к любому контуру в проводнике (например, к прямоугольнику на рис. 6. 7), получаем

$$\text{rot } \mathbf{X} = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}; \quad (6. 32)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j} = \frac{4\pi\sigma}{c} \mathbf{X}, \quad (6. 33)$$

где σ и \mathbf{X} выражены в ед. СГСМ, а \mathbf{H} — в эрстедах. Беря ротор уравнения (6. 32) и используя равенство $\text{rot rot} = \text{grad div} - \text{div grad}$, получаем уравнение в цилиндрических координатах

$$\nabla^2 \mathbf{X} = \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t}. \quad (6. 34)$$

В рассматриваемой здесь геометрии X не зависит от азимута θ . Решение показывает, что X уменьшается экспоненциально при удалении от внешней границы проводника; если X периодическая функция с частотой $\frac{\omega}{2\pi}$, то она падает в e раз от значения на краю проводника на расстоянии $d = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma}}$, называемом толщиной скин-слоя; плотность тока, равная σX , подчиняется тому же

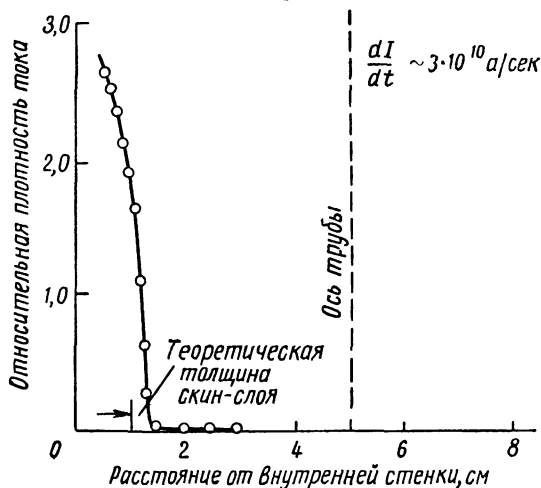


Рис. 6. 8. Распределение тока в высокочастотном разряде 5 Мгц в торе (криптон, $p \sim 10^{-2}$ мм рт. ст.) [39].

закону. Когда ω или в более общем виде $\frac{di}{dt}$ — велика, ток протекает в основном через тонкий слой около поверхности проводника. Это же явление было обнаружено в тороидальных разрядах при частоте в диапазоне 100 кгц — 5 Мгц. Радиальное распределение тока можно измерить, помещая в разряд магнитные зонды [39]. Экспериментальные результаты приведены на рис. 6. 8. Производная тока по времени $\frac{dI}{dt}$ в таких разрядах изменялась до $6 \cdot 10^{10}$ а/сек, т. е. до величины, которая сравнима со значениями, полученными в описанных ранее импульсных разрядах. Это подтверждает справедливость сделанного предположения о том, что в начальный момент ток течет по тонкому цилиндрическому слою.

Неустойчивость самосжатого разряда

После нескольких сжатий и расширений весь светящийся шнур начинает изгибаться, часто касаясь стенок трубки [40, 41]. Это происходит при достаточно большой силе тока. На рис. 6. 9 при-

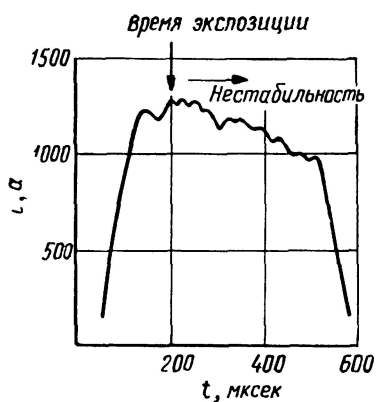
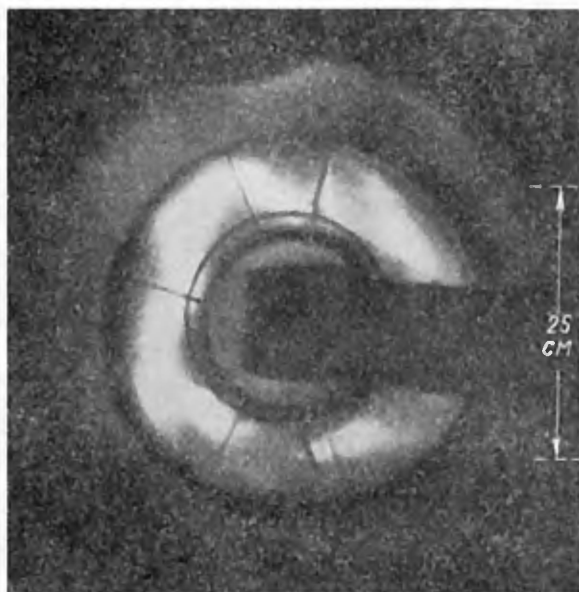


Рис. 6. 9. Винтовая неустойчивость самосжатого разряда в стеклянном торе, сфотографированная в момент, обозначенный на сигнале тока [40].

ведена фотография разряда в торе и график изменения тока в зависимости от времени: изгибы шнура сопровождаются флуктуациями тока. Шнур изгибается по винтовой линии вокруг оси тора, на которой укладывается шесть полных периодов. Шаг винта равен примерно двум диаметрам трубы. Совершенно аналогичную конфигурацию можно обнаружить при разрядах в прямых трубах. Такой вид неустойчивости является преобладающим при длительных импульсах тока.

Из рис. 6. 10 видно, что цилиндрический шнур теряет устойчивость при местной деформации (неустойчивость типа «изгиб»);

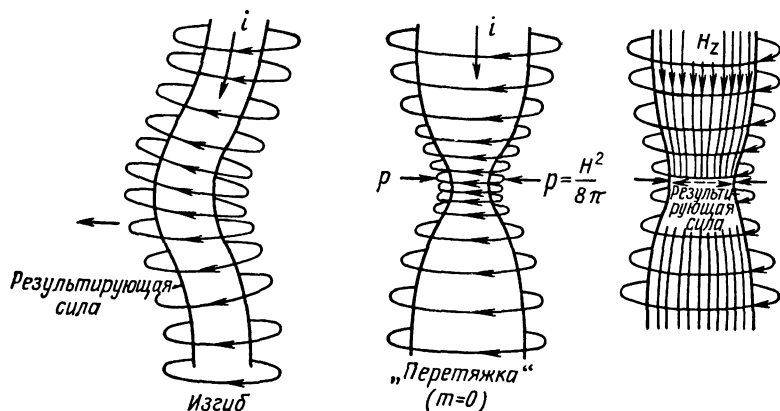


Рис. 6. 10. Неустойчивости типа «изгиб» и «перетяжка» в самосжатом цилиндрическом столбе и подавление неустойчивостей с помощью захваченного продольного магнитного поля (H_z).

действительно, силовые линии магнитного поля концентрируются на одной стороне, увеличивая магнитное давление ($H^2/8\pi$), в то время как на другой стороне поле уменьшается: результирующая сила, направленная к внешней стороне, увеличивает деформацию. Экспериментально были обнаружены другие типы неустойчивости, и было замечено, что форма и скорость их развития не зависят от размеров и формы камеры [42]. Как мы увидим, стабилизация самосжатого разряда является вопросом практической важности; с этой целью использовались в основном два метода. Биккертон и Так¹ независимо друг от друга предположили, что продольное магнитное поле H внутри плазмы (см. рис. 6. 10) должно препятствовать изгибу шнура. Силовые линии магнитного поля обладают натяжением, и при изгибе шнура некоторые из них стремятся сократиться, создавая противодействующую силу. Кроме того, если камера имеет проводящие стенки, то при всяком движении шнура силовые линии магнитного поля начинают пересекать

¹ См. [46], а также «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Сб. Т. II. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 130.

стенки¹; происходящее изменение потока в свою очередь создает вихревые токи на стенках и приводит к появлению магнитного поля, противодействующего изгибам шнура. Экспериментально было найдено, что подобными методами достигается стабилизация шнура по отношению ко многим, хотя и не ко всем неустойчивостям. Поведение плазмы в магнитных полях требует детального и сложного теоретического изучения; многие ученые исследовали устойчивость подобных систем главным образом при мощных прямых разрядах как при наличии продольного магнитного поля, так и без него.

Детальные вычисления слишком громоздки и сложны и здесь не приводятся. Рассмотрим лишь два главных метода исследования неустойчивостей. В первом предполагается, что устойчивая конфигурация плазменного шнура существует и что его поверхность претерпевает возмущение, которое можно представить в виде

$$q = q_0 e^{i(m\theta + kz) + \omega t}, \quad (6.35)$$

где q — радиус шнура или локальное электрическое или магнитное поле; m — целое число; k — волновое число, характеризующее продольную периодичность возмущения. Фактор $e^{\omega t}$ — скорость нарастания неустойчивости. Если теперь для плазмы записать максвелловские уравнения, уравнения непрерывности, уравнения Эйлера и граничные условия и подставить возмущенные значения X , H , j , плотности и скорости (т. е. $H = H_0 + H_1 e^{i(m\theta + kz) + \omega t}$, где H_0 — величина поля при равновесии), то можно найти значение ω , выраженное m и k . Значения m и k , которые дают положительные действительные значения ω , выражают неустойчивые возмущения. Получаемые величины зависят от предположений относительно радиального распределения тока, например, течет ли он по тонкому цилиндрическому слою вблизи поверхности или распределяется по объему. Были найдены следующие характерные результаты: при отсутствии продольного магнитного поля наиболее быстро нарастающими возмущениями являются длинноволновые, для которых $m = 0$; они приводят к образованию в шнуре перетяжек и к большому падению потенциала вдоль перетяжек [43—45]. Когда прикладывают продольное магнитное поле [46—50], то возмущения с $m = 0$ исчезают и становятся преобладающими возмущения с $m = 1$, при которых ω имеет наибольшее значение, а следовательно, эти возмущения развиваются быстрее других. Это хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями за выходом нейтронов в самосжатом разряде, который уменьшается с приложением магнитного поля, и с визуальными наблюдениями за спиральным движением светящегося столба. Другие типы неустойчивостей возникают, когда магнитные силовые линии и плазма меняются местами

¹ В пределах толщины скин-слоя. — *Прим. ред.*

(«обменная неустойчивость»); такие неустойчивости обычно мелко-масштабны, но легко могут возникать, так как силовые линии магнитного поля перемещаются, почти не изгибаясь, и поэтому не требуют при этом затраты заметного количества энергии. В любой замкнутой системе, т. е. в торе, опасными возмущениями являются такие, у которых длина волны укладывается целое число раз на длине L замкнутой орбиты. Из уравнения (6. 35) следует, что точки максимального возмущения при $m \geq 1$ лежат на замкнутых спиралях. Магнитные силовые линии, образованные продольным магнитным полем и полем тока разряда, являются также спиралями. Если ток, протекающий через канал радиусом r , меньше критического значения $i < \pi r^2 H_z / L$ (предел Крускала [90])¹, то силовые линии поля не замыкаются на длине L . При этих условиях можно ожидать стабилизацию шнура, что и было установлено экспериментально. Изложенные теории предполагают, что плазменный шнур обладает бесконечной проводимостью; некоторые авторы рассмотрели влияние эффектов, связанных с вязкостью и сопротивлением. Исследовался также и стабилизирующий эффект проводящих стенок².

Другим эффективным теоретическим методом исследования неустойчивостей является энергетический принцип [51—53]. Плазме дают малое смещение и затем вычисляют результирующее изменение $\delta\epsilon$ полной энергии системы (плазма и магнитное поле). Если любой тип смещения, например тип $e^{i(m\theta+kz)}$, создает отрицательное $\delta\epsilon$, то такая система является неустойчивой к такому возмущению.

Эти методы позволяют выяснить условия полной или по крайней мере ограниченной устойчивости самосжатого разряда. Ранние теории, рассматривавшие прохождение тока через тонкий цилиндрический слой, показали, что разряд более устойчив, когда осевое поле H_z и азимутальное поле H_θ полностью разделены. Любое поле H_z вне шнура ухудшает условия устойчивости. Практически такие условия можно создать лишь при быстром пропускании большого тока через сильно ионизованный (и поэтому хорошо проводящий) газ в разрядной трубке, помещенной в продольное магнитное поле. Как мы уже видели, благодаря скин-эффекту ток течет по тонкому слою на поверхности цилиндра, образованного ионизованным газом. Так как токовый канал под действием магнитного поля собственного тока перемещается внутрь, то он при этом пересекает силовые линии продольного магнитного поля, и индуцируется вихревой ток, магнитное поле которого противодействует изменению потока через контур тока. Таким образом, H_z внутри разряда увеличивается, а вне его — уменьшается.

¹ Это условие независимо было получено В. Д. Шафрановым [46]. — *Прим. ред.*

² См. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Сб. Т. II. М., Изд-во АН СССР, стр. 130.

В идеальных условиях, если ионизованный газ является идеальным проводником, поток не изменяется и поле вне разряда равно нулю. Силовые линии магнитного поля можно охарактеризовать как «вмороженные» в проводящую среду, так что продольное поле остается внутри и сжимается плазменным шнуром. Более полное описание вмороженных магнитных полей и влияние среды с малым, но не нулевым сопротивлением дано Альфвеном [9] и Каулингом [22] ¹.

Такое состояние с полным разделением магнитных полей может сохраняться, если циркуляция тока продолжается неограниченно без потерь энергии. Это невозможно в реальном газе с конечным сопротивлением, и магнитное поле диффундирует из проводящего шнура за время τ , где

$$\tau \approx \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} L^2; \quad (6.36)$$

L — приближенный наименьший линейный размер системы, которым в данном случае является радиус столба. Эта постоянная времени получается из решения уравнения диффузии (6.34), так как процесс, вызывающий диффузию магнитного поля наружу, является аналогичным скин-эффекту, представляющему направленную внутрь диффузию электрического и магнитного полей. Поэтому практически возможно стабилизировать самосжатый разряд только продольным магнитным полем на время порядка τ , после которого H_z и H_θ диффундируют и смешиваются, создавая винтовое поле внутри и снаружи плазменного шнура.

Недавно проведенные исследования с помощью энергетического принципа в предположении распределенного тока по всему сечению шнура привели к условию устойчивости ², которое должно быть выполнено в любой точке внутри шнура. Сочетание H_θ и вмороженного H_z приводит к системе винтовых полей с шагом μ , который равен

$$\mu = \frac{H_\theta}{rH_z}. \quad (6.37)$$

Этот шаг изменяется с изменением радиуса. Необходимым (хотя и недостаточным) условием устойчивости шнура является то условие, что в каждой точке плазменного шнура

$$\frac{r}{4} \left(\frac{d\mu}{dr} \right)^2 + \frac{8\pi}{H_z^2} \frac{dp}{dr} \geq 0. \quad (6.38)$$

Его можно удовлетворить, если на поверхности столба $\frac{d\mu}{dr}$ сделать большим, что практически можно достигнуть, если прило-

¹ См. также «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Сб. Т. I—IV. М., Изд-во АН СССР, 1958. — Прим. ред.

² См. также [52]. — Прим. ред.

жить обратное магнитное поле после того, как шнур оторвался от стенок и захватил первоначальное продольное поле. Такой эксперимент технически очень сложен: большие обратные магнитные поля должны быть созданы в течение нескольких микросекунд. Розенблют [85] показал, что такие обратные поля могут создать необходимые и достаточные условия для устойчивости шнура, у которого ток течет по тонкой поверхностной оболочке.

Теоретическое обоснование устойчивости применимо не только к цилиндрическим самосжатым разрядам, но и к плазменным образованиям в магнитных полях с границами весьма общей формы [88—94]. Система, в которой магнитное поле везде увеличивается по мере удаления от поверхности плазмы, теоретически является устойчивой ко всем нестабильностям; это следует из основных физических представлений, согласно которым любое смещение границы плазмы заставляет ее двигаться в область больших магнитных давлений, а следовательно, и большей возвращающей силы [31].

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Ядерная реакция может произойти, если два атомных ядра подойдут очень близко друг к другу, а для этого они должны иметь относительную скорость, по крайней мере достаточную для преодоления взаимного электростатического отталкивания («кулоновский барьер»). В обычных ядерных экспериментах это достигается ускорением пучка ионов и бомбардировкой мишени, состоящей из нейтральных атомов и молекул. Такой процесс может быть также осуществлен, если сообщить атомам большие скорости, нагревая газ или газовую смесь до очень высокой температуры. Частицы движутся хаотично и обладают некоторым распределением по скоростям; термоядерные реакции могут произойти лишь с теми атомами, которые сталкиваются с большими относительными скоростями.

Следует указать на одно отличие: когда ионный пучок попадает на мишень, оба вида ядер окружены своими электронными оболочками и при слиянии таких систем много энергии расходуется при упругих столкновениях. Однако в очень горячем газе под действием термической ионизации ядра частично освобождаются от своих электронов — самые легкие элементы по существу полностью оголяются, так как термическая ионизация становится достаточной при температурах, намного меньших, чем те, которые требуются для получения ядерных реакций. Поэтому условия для такой реакции являются относительно несложными, если газовая смесь состоит в основном из ядер и электронов. Связь между термоядерными реакциями и газовыми разрядами возникает потому, что прохождение большого тока через ионизованный газ является одним из методов нагревания газа до требуемых высоких температур.

Энергетический баланс

Ядро состоит из протонов и нейтронов, удерживающихся сильными ядерными силами. Работу, которую необходимо затратить, чтобы отделить протоны и нейтроны, называют энергией связи этого ядра. Найдено, что она является максимальной для элементов с атомным номером Z около 24. Так, если соединить два легких ядра или тяжелое ядро расколоть на несколько осколков, при конечном продукте в каждой реакции около $Z = 24$, то получим чистый выигрыш энергии в виде кинетической энергии вновь образуемых частиц или в виде излучения; такие реакции называются реакциями ядерного синтеза и ядерного деления соответственно. Распад U^{235} в ядерном реакторе является примером реакции деления, соединение изотопов водорода, образующих гелий, — реакцией синтеза. Существуют исключения из этого правила, так как имеются незначительные максимумы и минимумы на кривой энергии связи в зависимости от атомного номера элемента.

Изучение реакций синтеза на легких ядрах представляет особый интерес, потому что они имеют небольшой положительный заряд, а следовательно, их взаимное отталкивание можно преодолеть при сравнительно низких температурах. Кроме этого, у легких элементов ядро окружено меньшим числом электронов, и поэтому они полностью ионизируются при более низкой температуре.

Можно легко представить условия, при которых энергия, освобождаемая при термоядерных реакциях, протекающих между легкими ядрами в горячем газе, превышает энергию, требуемую для нагревания газа. Такие условия, как известно, существуют на Солнце и многих звездах, и полагают, что источником энергии на Солнце являются термоядерные реакции, в которых изотопы водорода соединяются и образуют гелий [54]. Разнообразные астрофизические явления способствуют протеканию таких процессов, причем энергия выделяется в огромном объеме газа, а потери ее происходят только с поверхности этого объема. Большое количество выделяемой энергии сохраняется в газе, поддерживая, таким образом, очень высокие температуры. В лабораторных условиях невозможно создать такое большое соотношение объема к площади поверхности, а поэтому и намного труднее осуществить управляемую термоядерную реакцию. Однако перспектива овладения неограниченным источником энергии вдохновила многие исследования в этой области, и был достигнут некоторый прогресс. Ниже излагаются основные принципы и проблемы, возникающие при освобождении энергии в результате термоядерных реакций [55—58].

Скорость различных реакций

Предположим, что полностью ионизованная смесь газа содержит n_1 ядер одного и n_2 — другого вида в 1 см^3 . Тогда концентрация электронов будет равна $Z_1 n_1 + Z_2 n_2$, если Z_1 и Z_2 — атомные

номера элементов; кроме функции сохранения нейтральности заряда, электроны не играют никакой роли; они не участвуют в ядерных реакциях, возникающих благодаря столкновению ядер. Рассмотрим ядро первого типа, движущееся в среде с концентрацией ядер второго типа n_2 со скоростью v : каждая сталкивающаяся частица в среднем производит $v/\lambda = vn_2\sigma$ ядерных реакций в 1 сек, где λ — средний свободный пробег до реакции, а σ — сечение данной ядерной реакции. Таким образом, если хаотично движется n_1 ядер первого типа среди других ядер, то полное число ядерных реакций в 1 см³ за 1 сек (r — скорость реакции) можно записать следующим образом:

$$r = n_1 n_2 (\overline{\sigma v}), \quad (6.39)$$

где v — относительная скорость двух сталкивающихся частиц, а черта сверху обозначает усредненное значение σv для распределения по скоростям. В газе, состоящем лишь из одного типа ядер с плотностью n ($n_1 = n_2 = \frac{1}{2} n$), скорость реакции равна

$$r = \frac{1}{2} n^2 (\overline{\sigma v}) \quad (6.40)$$

(дополнительный коэффициент возникает потому, что все столкновения между подобными частицами способствуют увеличению скорости реакции).

Особый интерес вызывают приведенные ниже реакции между очень легкими ядрами, особенно между изотопами водорода. Здесь n — нейтрон, p — протон (H^1), D — дейтон (ядро H^2) и T — ядро трития (H^3). Энергия, освобождаемая при ядерной реакции, выделяется в виде кинетической энергии частиц: $\sigma_{\text{макс}}$ — максимальное сечение и $\epsilon_{\text{макс}}$ — относительная энергия сталкивающихся частиц, при которой достигается это максимальное сечение.

Тип реакции	$\sigma_{\text{макс}} \cdot 10^{-24}, \text{ см}^2$	$\epsilon_{\text{макс}}, \text{ Мэв}$
$D + D \rightarrow He^3 + n + 3,25 \text{ Мэв}$	0,09	1
$D + D \rightarrow T + p + 4,03 \text{ Мэв}$	0,08	1
$D + T \rightarrow He^4 + n + 17,58 \text{ Мэв}$	5,0	0,1

Интересны также следующие реакции:

Тип реакции	$\sigma_{\text{макс}} \cdot 10^{-24}, \text{ см}^2$	$\epsilon_{\text{макс}}, \text{ Мэв}$
$D + He^3 \rightarrow He^4 + p + 18,34 \text{ Мэв}$	0,8	0,45
$T + T \rightarrow He^4 + 2n + 11,3 \text{ Мэв}$	0,1	1

Ясно, что $D + T$ — наиболее благоприятная реакция, так как она имеет наибольшее сечение (согласно ядерным масштабам) при низкой относительной энергии (т. е. при низкой температуре)

и освобождает значительное количество энергии при каждой реакции. При реакции $D-D$ тритий является одним из ее продуктов, и если предотвратить его уход из ионизованного газа, то возможна реакция $D-T$. Если можно удержать получаемый He^3 , то полная энергия от реакции $D-D$ и ее вторичных продуктов равна 21 Мэв , хотя, безусловно, скорость освобождения энергии определяется главным образом сечением реакции $D-D$. Полная энергия, освобождаемая в процессе однократной реакции, распределяется между заряженными и незаряженными частицами (нейтронами). Это важно иметь в виду, так как в принципе можно надеяться удерживать заряженные продукты реакции в плазме, таким образом поддерживая или увеличивая ее температуру, тогда как энергию нейтронов можно использовать лишь поглощая их каким-либо внешним экраном и нагревая его при этом. Тяжелые продукты реакции несут меньшее количество энергии. Например, в реакции $D-D$ заряженные частицы получают $\frac{2}{3}$ освобожденной энергии (около 2 Мэв), а в реакции $D-T$ — около $\frac{1}{5}$, т. е. $3,6 \text{ Мэв}$.

Таким образом, хотя последний процесс дает чистый выигрыш в энергии заряженных частиц около 4 Мэв , его основное преимущество кроется в большой вероятности реакции при столкновении частиц низких энергий ($\sim 100 \text{ кэв}$).

Для вычисления среднего значения произведения σv [уравнения (6. 39) и (6. 40)] необходимо знать распределение частиц по энергиям (обычно принимаемое максвелловским) и изменение σ с изменением энергии. Многие измерения σ проводили на твердых мишенях с помощью моноэнергетических пучков дейтонов, в основном при энергиях 20 кэв и выше. Наиболее точные данные были получены за последние несколько лет [59, 60], они хорошо согласуются с теоретическими формулами Гамова и Кричфильда [61]:

$$\sigma = \frac{A}{\varepsilon} e^{-B \sqrt{\varepsilon}}, \quad (6. 41)$$

где ε — энергия столкновения; A и B — константы, которые зависят от ядерных зарядов Z_1 и Z_2 двух сталкивающихся частиц.

Значения $(\overline{\sigma v})$ для максвелловского распределения энергии при различных температурах были вычислены Томпсоном [62] для чистого дейтерия, для смеси равных концентраций дейтерия и трития или дейтерия и He^3 , а также для некоторых других смесей из легких элементов. Для некоторых реакций значения $\overline{\sigma v}$ приведены на рис. 6. 11. Из кривых видно, что при средней энергии частиц ниже 100 кэв число ядерных реакций в 1 сек в смеси трития с дейтерием на несколько порядков выше, чем в любом другом газе. Так как полная энергия, освобождаемая при каждой реакции, равна приблизительно 17 Мэв (из них 4 Мэв приходится на заряженные частицы) и так как используются только изотопы

водорода, имеющие ядерный заряд, равный единице ($+e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ), и дающие, таким образом, наименьшую силу электростатического отталкивания, то смесь D—T в физическом отношении является наиболее эффективной комбинацией газов для термоядерного реактора. Эта комбинация имеет некоторые недостатки по сравнению, например, с применением реакции D—D: тритий является дорогостоящим и радиоактивным, поэтому нельзя допускать, чтобы он выделялся в окружающее пространство.

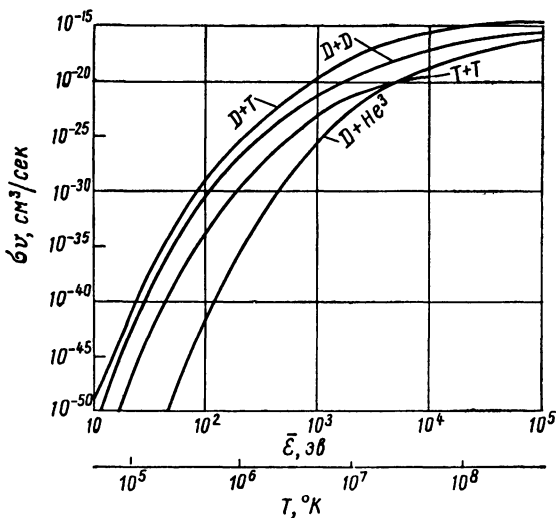


Рис. 6. 11. Вероятности различных ядерных реакций между легкими элементами как функции средней энергии $\bar{\epsilon}$ или температуры T ($\epsilon = 3/2 kT$) [62].

При любой заданной температуре и плотности частиц из уравнений (6. 39) и (6. 40) можно вычислить энергию, получаемую в единице объема. Найдено, что при плотности частиц $n \sim 10^{12} \text{ см}^3$ типичной для обычных газовых разрядов — реакция D—D дает лишь 10^{-5} вт/см^3 , а реакция D—T (при равенстве концентраций D и T) только $2 \cdot 10^{-3} \text{ вт/см}^3$ при средней энергии частиц 100 кэВ . Чтобы получить достаточную плотность энергии, требуются намного большие плотности частиц; однако верхний предел устанавливается газовым давлением $p = nkT$: если n слишком велико, тогда давление, создаваемое горячим газом, увеличивается настолько, что никакой сосуд не в состоянии его выдержать. Например, если $n \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (плотность частиц при атмосферном давлении), а $\bar{\epsilon} \sim 100 \text{ кэВ}$, тогда $p \approx 10^7 \text{ атм}$. Использовать высокие плотности и низкие температуры нежелательно, потому что произведение σv , а отсюда и скорость реакции являются наиболее чувствительным фактором и немедленно падают с уменьшением температуры (см. рис. 6. 11).

Интересны и два других фактора, а именно средний свободный пробег частиц λ и их среднее время жизни τ , означающее усредненный полный пройденный путь и время существования частицы до ее вступления в ядерную реакцию. На этом пути за это время частица, несомненно, столкнется с многими электронами и ядрами, но эти процессы только перераспределят энергию и изменят импульс частиц. Время реакции не должно быть большим по сравнению со временем, требуемым для диффузии частицы к стенкам реактора, в противном случае многие частицы потеряют первоначальную кинетическую энергию при соударении со стенками, не успев выделить энергию при реакции синтеза. Число ядерных реакций, производимых каждой частицей (предположим первого типа) в 1 сек, можно найти из уравнения (6. 39)

$$r_{\text{частиц}} = n_2 (\overline{\sigma v}).$$

Отсюда среднее время жизни равно

$$\tau = \frac{1}{r} = \frac{1}{n_2 (\overline{\sigma v})}.$$

Если взять в качестве примера частицы со средней энергией 100 кэв, то время реакции равно 1 сек для реакций D—D и D—T с плотностями частиц $5 \cdot 10^{16}$ и $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Для того чтобы время реакции уменьшить до 1 мсек, требуется плотность частиц порядка 10^{18} или 10^{19} см^{-3} . Средний свободный пробег сталкивающихся частиц для ядерных реакций равен

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}$$

и имеет значение при выборе размеров реактора и метода изоляции плазмы от стенок сосуда. Предположим опять, что $\bar{e} = 100 \text{ кэв}$, тогда при плотности частиц 10^{10} см^{-3} $\lambda \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см}$ для реакции D—T (равные концентрации), а для реакций D—D $\lambda \sim 10^9 \text{ см}$. Такие расстояния, безусловно, непригодны, они уменьшаются с увеличением плотности частиц и температуры. Следует помнить, что продукты реакции обычно освобождаются со значительно большей энергией (несколько мегаэлектронвольт); вероятность их дальнейшего участия в ядерной реакции очень мала, а поэтому очень трудно использовать их таким образом, чтобы они отдали некоторую часть своей энергии непосредственно плазме. Например, ион дейтерия с энергией 100 кэв вращается по спирали с радиусом 1 см («ларморовский радиус») в магнитном поле 60 кэ; он должен в среднем совершить 10^7 — 10^8 вращений, прежде чем произойдет ядерная реакция. Электрон такой же энергии имеет ларморовский радиус $\frac{1}{60} \text{ см}$. Чтобы такая частица, как He, имеющая энергию 3,6 Мэв, совершала вращения с радиусом 1 см,

магнитное поле должно быть равным 700 кэ. Более полные данные приведены в обзорах Поста [55], Аллибона и Чика [95].

До сих пор мы рассматривали получение энергии при термоядерных реакциях, а теперь рассмотрим потери энергии.

Потери энергии

Энергия может выделяться из плазмы в виде излучения или кинетической энергии частиц.

Излучение

В полностью ионизованной плазме дальнедействующие электростатические силы между ионами и электронами заменяют короткодействующие силы, что приводит к увеличению частоты «столкновений» в том смысле, как это понимается в классических разрядах. Электрон, попадая в поле иона, притягивается к нему, меняет траекторию своего движения и в результате ускорения индуцирует импульс излучения. С точки зрения квантовой механики такой электрон переходит с одного энергетического уровня на другой, лежащий также в области сплошного спектра, с излучением, частота которого определяется $h\nu = \Delta\varepsilon$. Таким образом, если в плазме электроны движутся хаотично, энергия выделяется непрерывно в широкой полосе частот: это и есть тормозное излучение. Это излучение немедленно выходит из плазмы. Вероятность его поглощения в плазме и повторного индуцирования очень мала, или, другими словами, средний свободный пробег фотонов намного превышает размер плазмы. Поэтому плазма излучает не как черное тело при той же температуре, а со значительной меньшей интенсивностью. Энергия $\varepsilon_\nu d\nu$, излучаемая в 1 сек в интервале частот ν , $\nu + d\nu$ связана с электронной температурой соотношением

$$\varepsilon_\nu d\nu = C \cdot \frac{n_e n_i z^2}{\sqrt{T_e}} e^{-h\nu/kT_e} d\nu, \quad (6.42)$$

где n_e , n_i — электронные и ионные плотности; Z — атомный номер ионов. Это уравнение [63] приводит к следующему выражению для полной энергии излучения 1 см³ нейтральной плазмы:

$$P_{\text{тормозн. излуч}} = 1,7 \cdot 10^{-34} z^2 n_e^2 \sqrt{T_e} \quad (\text{вт/см}^3). \quad (6.43)$$

Потери медленно увеличиваются с ростом температуры ($\sim \sqrt{T_e}$), но очень чувствительны к Z . В водородной или дейтериевой плазме $Z = 1$ потери относительно малы, но небольшие количества тяжелых примесей, например остаточного кислорода или азота, сохраняющихся в системе после откачки ($Z = 7,8$) или, еще хуже, кремния ($Z = 14$) или паров металлов (Cu, $Z = 29$), выделяющихся

из стенок камеры или электродов под действием горячих газов, — все это приводит к катастрофическому увеличению энергии излучения. Приведем численный пример: если система наполняется дейтерием при давлении 10^{-2} мм рт. ст., который следует нагреть до термоядерных температур, необходимо убедиться в том, что до наполнения дейтерием объем был откачан до 10^{-5} мм рт. ст., так чтобы остающиеся атомы кислорода и азота не увеличивали потерь из-за тормозного излучения более чем на 10%.

Другим источником потерь энергии является излучение, вызываемое вращением электронов вокруг магнитных силовых линий; такое движение создает электромагнитные колебания с частотой $f = eH/2\pi mc$, которые уносят энергию из плазмы. До последнего времени полагали, что эти потери пренебрежимо малы, так как они «заперты», но сейчас стало ясно, что электроны с энергией 10—100 кэв, движущиеся с релятивистскими скоростями, излучают не только в полосе частот около f , но также на гармониках вплоть до плазменной частоты. Поскольку излучение гармоник не заперто, полная потеря энергии может быть значительной. Детально эти процессы рассмотрены в работе [64]¹.

Потери частиц

Диффузия. Ясно, что при рассматриваемых температурах стенки из любого материала не смогут удержать плазму. Так как при идеализированном представлении плазма состоит лишь из заряженных частиц, то в принципе она может удерживаться электрическими или магнитными полями. Практически возможно лишь магнитное удержание, во-первых, потому что вращение по спирали положительных и отрицательных зарядов вокруг силовых линий поля не создает разделения заряда, а во-вторых, по расчетным соображениям. При сравнении давлений электрического и магнитного полей $X^2/8\pi$ и $H^2/8\pi$ [X (ед. СГСМ) = 300 в/см, а H — в эрстедах] обнаружено, что средние магнитные поля так же эффективны, как и очень сильные электрические поля. Одной из основных причин потери частиц является диффузия электронов и ионов поперек магнитного поля. В классических разрядах с низкой степенью ионизации и малыми энергиями частиц коэффициент диффузии в магнитном поле определяется уравнением

$$D_H = \frac{D}{1 + \omega_H^2 \tau^2} \approx \frac{\frac{1}{3} \lambda \bar{v}_r}{\omega_H^2 \tau^2} \propto \frac{1}{H^2}. \quad (6.44)$$

Согласно теории в полностью ионизованной и нагретой плазме коэффициент диффузии подчиняется закону $1/H^2$ [65]. Классиче-

¹ «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Сб. Т. III. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 121.

ский средний свободный пробег можно заменить средним свободным пробегом для электронно-ионных столкновений, так как можно показать, что лишь соударения различных частиц приводят к результирующему дрейфу частиц в поле. Сечение σ таких столкновений пропорционально квадрату расстояния, на котором происходит отклонение на угол π/r определяемое формулой рассеяния Резерфорда. Это расстояние обратно пропорционально v_r^2 (т. е. энергии частиц). Если в формулу (6. 44) подставить $\lambda = \frac{1}{n\sigma}$, $\tau = \frac{v_r}{\lambda}$, то можно показать из обычного определения коэффициента диффузии, что дрейфовую скорость $v_{\text{дрейф}}$ частиц, пересекающих силовые линии магнитного поля, можно выразить следующим образом:

$$v_{\text{дрейф}} \propto \frac{1}{H^2 v_r} \text{grad } n \propto \frac{1}{H^2 \sqrt{T}} \text{grad } n \propto \frac{1}{H^2 T^{\frac{3}{2}}} \text{grad } p. \quad (6. 45)$$

Этот вывод, полученный экстраполяцией от слабо ионизованных разрядов, в которых заряженные частицы сталкиваются главным образом с нейтральными молекулами (а не друг с другом), не является строгим, но все же приводит к правильной зависимости скорости дрейфа от H и τ . Соответствующее объяснение было дано Чандрасекаром [65, 66] (см. также работу Спитцера [8]). Сначала кажется странным, что диффузия поперек магнитного поля должна уменьшаться с увеличением температуры; причиной является то, что дрейф возникает только благодаря соударениям, без них частицы просто бы вращались по спирали вокруг силовых линий поля и возвращались бы в первоначальное положение. В сильно ионизованном газе чем быстрее движутся частицы, тем меньше они отклоняются полями соседних частиц или, другими словами, тем меньше они претерпевают «соударений». Соударение рассматривается как столкновение, приводящее к значительному отклонению траекторий частиц. Однако остается спорным вопрос о корректности приведенных результатов, поскольку некоторые экспериментальные данные [67] хорошо согласуются с уравнением (6. 44), в то время как другие измерения [68, 69] показывают, что дрейфовая скорость иногда меняется как $1/H$. Было высказано предположение, что диффузия может создаваться турбулентными движениями сгустков плазмы в отличие от соударений отдельных частиц, причем первый процесс, аналогичный колебаниям плазмы, приводит к более быстрому дрейфу. Однако требуются дальнейшие экспериментальные работы, прежде чем это будет окончательно изучено.

Интересно сравнить диффузию частиц в магнитных полях с обратным явлением, с диффузией магнитного поля в проводящий газ (скин-эффект), и их отношение к электрической проводимости среды. Рассмотрим условия, показанные на рис. 6. 12. Частицы

плазмы с градиентом плотности (а следовательно, и давления) вращаются вокруг силовых линий постоянного магнитного поля. Больше частиц вращается на левой стороне (более черные линии), чем на правой, круги представляют траектории частиц одного знака, например электронов. Микроскопическое рассмотрение показывает, что в каждой единице объема существует сила dp_e/dx (вообще $\text{grad } p_e$), действующая на электроны слева направо. Как видно из рис. 6.12, в любом заданном объеме (который, вообще говоря, не включает целое число кругов) градиент плот-

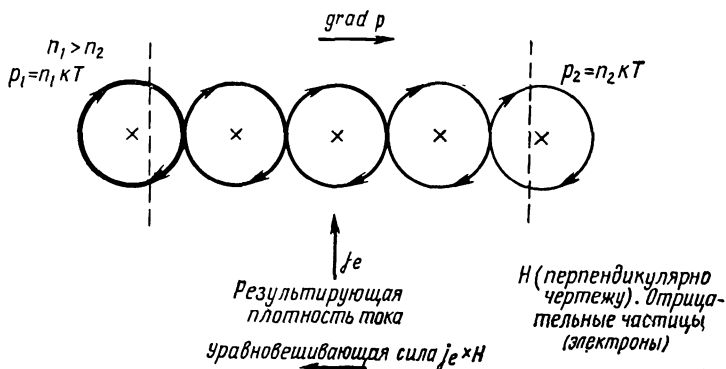


Рис. 6.12. Диффузия частиц поперек магнитного поля.

ности создает суммарный ток и уравнивающую силу $j_e \cdot H$ в единице объема, которая удерживает всю систему в равновесии. Следовательно,

$$\text{grad } p_e = j_e \times H. \quad (6.46)$$

Положительные ионы совершают подобные движения, вращаясь в противоположном направлении. Таким образом,

$$\text{grad } p_{\text{ион}} = j_{\text{ион}} \times H. \quad (6.47)$$

Сложение дает общее уравнение

$$\text{grad } p = j \times H, \quad (6.48)$$

где p, j — полное давление и плотность тока.

В этой картине не рассматривается влияние соударений, в результате которых частицы отклоняются от своих круговых траекторий и возникает диффузия со скоростью $v_{\text{дрейф}}$ в направлении градиента плотности. Это движение направлено против уравнивающей силы $j \times H$, а энергия равна $(j \times H) v_{\text{дрейф}}$. Так как отсутствует направленное ускорение частиц, следует,

что эта энергия рассеивается в газе как тепло; если r — удельное сопротивление, то рассеиваемая энергия равна $j^2 r = j^2 / \sigma$, где σ — проводимость. Отсюда получаем уравнение в электромагнитных единицах:

$$\frac{\text{рассеиваемая энергия}}{\text{см}^3/\text{сек}} = (\mathbf{j} \times \mathbf{H}) v_{\text{дрейф}} = \frac{j^2}{\sigma}. \quad (6.49)$$

Объединяя его с уравнением (6.48), получаем

$$v_{\text{дрейф}} = \frac{1}{\sigma H^2} \text{grad } p \approx \frac{1}{\sigma H^2} \frac{p}{L}, \quad (6.50)$$

где L — линейный размер плазмы, перпендикулярный к H . Это приводит к следующему выражению для диффузионного времени $\tau = L / v_{\text{дрейф}}$:

$$\tau_{\text{поток частиц}} = \frac{\sigma H^2 L^2}{p}. \quad (6.51)$$

Из уравнения (6.34) для диффузии внешнего магнитного поля в проводник можно получить характерное время, равное $4\pi\sigma\mu L^2$; для газообразной плазмы $\mu = 1$, поэтому

$$\tau_{\text{проникн. поля}} = 4\pi\sigma L^2. \quad (6.52)$$

Следовательно,

$$\frac{\tau_{\text{проникн. поля}}}{\tau_{\text{поток частиц}}} \approx \frac{p}{H^2} \approx \frac{1}{2} \beta, \quad (6.53)$$

где $\beta = \frac{p}{H^2/8\pi}$ — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля. Эта величина имеет большое значение при конструировании термоядерного реактора. Коэффициент $1/2$ не имеет большого значения, так как действительная величина заданного L и точное описание проникновения поля зависят от геометрии системы.

Перезарядка. Присутствие любого нейтрального газа приводит к значительному охлаждению плазмы, во-первых, потому что атомы могут возбуждаться и переходить на различные энергетические уровни и возвращаться в основное состояние, излучая при этом энергию, и, во-вторых (что особенно важно при рассмотрении потерь частиц) они могут обмениваться зарядом с быстрыми ионами.

Столкновение быстрого иона с медленным нейтральным атомом приводит к образованию медленного иона (т. е. ядра), а быстрый нейтральный атом, устремляющийся к стенкам сосуда, отдает им свою энергию. Сечения перезарядки лежат в диапазоне газокинетических сечений (10^{-18} — 10^{-16} см²), тогда как сечения столкновений электронов с ионами в полностью ионизованном газе на несколько порядков меньше, а ядерные сечения равны приблизительно 10^{-24} см². Поэтому чтобы избежать потерь большого

количества энергии благодаря столкновениям с нейтральными атомами, необходима высокая степень ионизации газа.

Образование пучков. Частицы плазмы, ускоряемые вдоль электрического поля, могут иногда получать энергию, не отдавая ее при столкновениях с другими частицами. При этом плазма пронизывается пучком быстрых частиц, который приобретает энергию за счет тепловой энергии остальной части плазмы. Такие быстрые пучки удержать труднее, чем частицы, движущиеся хаотично с меньшими средними скоростями, и можно часто наблюдать, как они ударяются о стенки аппаратуры, испуская вспышки нейтронов или рентгеновских лучей. Ионные пучки могут возникать из-за неустойчивости, о которой говорилось раньше, как результат образования перетяжек в некоторых местах самосжатого разряда, в которых создается местная высокая разность потенциалов, увеличивающаяся со временем.

Электронные пучки можно получить аналогичным способом и даже при отсутствии неустойчивости потому, что сечения электронных столкновений уменьшаются с увеличением энергии. Получив энергию, большую, чем та, при которой сечение является максимальным, электроны еще больше увеличивают свою энергию; такие электроны называют «убегающими» (см. гл. 2). Они являются серьезным источником потерь энергии в прямых и тороидальных разрядах [70, 71].

Макроскопические неустойчивости. И, наконец, наиболее наглядными являются неустойчивости всей плазмы, в результате которых плазма разваливается или быстро изгибается, что приводит к полной потере энергии при соприкосновении плазмы со стенками камеры. Безусловно, такие неустойчивости встречаются не только при самостоятельных разрядах, их следует рассматривать в любом случае, когда плазма удерживается магнитным полем.

Температура, плотность частиц и время удержания плазмы. Критерии для реактора

Термоядерные реакции в плазме в принципе могут быть самоподдерживающимися, если скорость выделения энергии равна скорости ее потери. Если пренебречь всеми потерями энергии, за исключением тормозного излучения, то приравнивая произведение скорости реакции и освобождаемую при реакции энергию к радиационным потерям [уравнение (6.43)], можно получить критическую температуру, ниже которой реакции не являются самоподдерживающимися. Для реакции $D-D$ критическая температура около $1,5 \cdot 10^{80}$ К (полагая, что образующийся тритий тоже используется), а для реакции $T-D \sim 3 \cdot 10^{70}$ К. Предположим, что все продукты реакции используются в реакторе. Конкретный пример равновесия устойчивости самосжатого разряда, охлаждающегося благодаря тормозному излучению, детально рассмотрен Пизом [72].

Большой практический интерес представляют критические условия для реактора, из которого уходят продукты реакции. В идеальной системе, рассматривавшейся Лоусоном [73], плазма мгновенно нагревается и поддерживается при температуре T в течение t сек, а затем охлаждается; в стационарной системе t — время жизни частиц, участвующих в реакции. Опять учитывают только потери на излучение и предполагают, что энергия, затрачиваемая

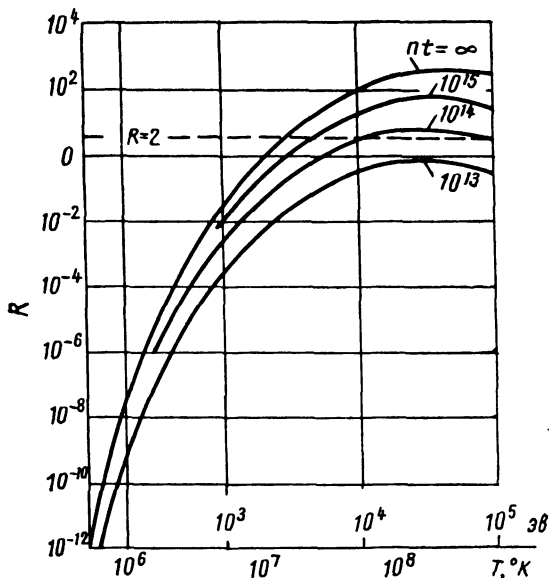


Рис. 6. 13. Отношение энергии, освобождаемой при реакциях, к энергии, затраченной при нагревании газа, как функция температуры для D—T-реакции [73].

на нагревание газа, а также потери, связанные с питанием, могут быть возвращены. Отношение освобождаемой энергии к затрачиваемой можно выразить следующим образом:

$$R = \frac{tP_{\text{реакций}}}{tP_{\text{тормозн. излуч}} + 3nkT} = \frac{\frac{P_r}{3n^2kT}}{\frac{P_B}{3n^2kT} + \frac{1}{nt}}, \quad (6.54)$$

где P_r и P_B — мощности, образующиеся и излучаемые единицей объема. Так как газ состоит из n ядер и n электронов в 1 см^2 , его тепловая энергия равна $3nkT$, а не $\frac{3}{2}nkT$. Поскольку P_r и P_B пропорциональны n^2 , то R является функцией T и произведения nt .

Далее энергия, выделяющаяся на стенках установки, должна быть возвращена в результате любого электрического, химического или теплового процессов с коэффициентом полезного действия, например, E . Тогда суммарный выход энергии равен

$$E(R + 1) > 1 \quad (6.55)$$

и, так как максимальное значение $E \sim \frac{1}{3}$, оно сводится к условию $R > 2$.

На рис. 6.13 приведена зависимость R от T . Реактор в принципе будет энергетически выгодным, когда кривые лежат выше пунктирной линии $R = 2$. Кривые для реакции $D-D$ расположены ниже, для реакций $D-T$ nt должно превышать $10^{14} \text{ сек} \times \times \text{частиц/см}^3$, а для реакций $D-D$ nt должно превышать 10^{16} . При этом предполагали, что плотность неиспользованного топлива (т. е. ядер D и T , не участвующих в реакции) как-то поддерживается, а доля топлива, использованного за время t , незначительна ($\sim 1\%$).

Некоторые экспериментальные устройства

В любом устройстве, предназначенном для получения термоядерных реакций, необходимо выполнить три условия: 1) создать полностью ионизованную плазму достаточной плотности; 2) нагреть плазму до высокой температуры (10^8 — 10^9 ° К) и 3) удерживать горячую плазму в течение достаточно длительного времени. Но выполнять эти условия можно и не в таком порядке. В быстрых сильноточных разрядах, например, все эти процессы происходят почти одновременно. В других системах сначала можно получить плазму, например, ударными волнами, а затем приложить магнитное поле для того, чтобы сжать и изолировать ее от стенок, и, наоборот, вначале создать постоянное магнитное поле, а затем ввести в него плазму или положительные и отрицательные частицы. Все методы сводятся к изоляции плазмы магнитным полем, о чем говорилось выше, но при этом применяются различные методы нагревания плазмы.

Джоулев нагрев

При прохождении тока через плазму, вызываемого электрическим полем, выделяется тепло, равное i^2R , если R — эффективное сопротивление плазмы. С физической точки зрения энергия направленного дрейфового движения в поле превращается в беспорядочное движение частиц. Сюда относится так называемый «диффузионный нагрев», возникающий в системах, имеющих разделенные магнитные поля; примером может служить самосжатый разряд с захваченным продольным магнитным полем, в котором ток течет по тонкому цилиндрическому слою на поверхности. Кроме направ-

ленного по оси тока i_z имеется круговой ток вокруг слоя i_0 , который препятствует уходу захваченного продольного поля. Два магнитных поля взаимно диффундируют и создают конечное состояние с более низкой энергией магнитного поля. Потеря энергии выделяется в виде тепла из-за джоулевого эффекта в поверхностном токовом слое.

Магнитное сжатие

Если внешнее магнитное поле, удерживающее плазму, быстро увеличивается, то его силовые линии движутся внутрь и увлекают за собой заряженные частицы. Плазма, таким образом, сжимается, и ее температура увеличивается. Если сжатие происходит за сравнительно большое время по сравнению со временем соударения частиц, то направленное внутрь движение частиц становится беспорядочным и плазма подчиняется обычному закону адиабатического сжатия, $pV^\gamma = \text{const}$. Если сжатие происходит очень быстро, то возникает направленная внутрь ударная волна, механизм которой объяснен Адламом и Алленом [74].

Одним из вариантов этого метода является магнитная накачка, когда пытаются нагреть отдельно ионы. Следует помнить, что ядерные реакции создаются быстрыми ионами и что достаточно высокая электронная температура необходима лишь для того, чтобы обеспечить хорошую электрическую проводимость. Поэтому магнитная накачка хороша тем, что позволяет иметь высокую ионную и относительно низкую электронную температуры. В основе принципа лежит ускорение ионов в резонансе с периодом их вращения в магнитном поле путем изменения приложенного поля с циклотронной частотой [75] (сравните резонанс электронов в высокочастотных разрядах, см. гл. 4). Это явление следует рассматривать или как колебательное движение ведущего центра ларморовской орбиты частицы, или как ускорение в переменном электрическом поле, создаваемом изменяющимся магнитным током.

Магнитная накачка также является теоретически возможной для нагревания плазмы при других частотах, например, когда период колебания поля сравним со временем столкновения частиц, их проходом через удерживающую область или со временем прохождения звуковых волн через данную область. Накачка с помощью магнитного поршня идеальной среды не произведет работы: должно быть отставание по фазе между изменением поля и реакцией на него плазмы. Все эти процессы детально обсуждались¹ Спитцером с сотрудниками [76].

¹ «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Сб. Т. IV. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 430.

Ускорение и смешивание пучков

По этому методу плазма создается впрыскиванием ионных и электронных пучков большой энергии в вакуумное пространство с сильным соответствующей формы магнитным полем. Одно это не приведет к созданию нейтральной плазмы, поскольку скорость частиц, хотя и большая, является направленной, пучки должны быть смешаны и приобрести беспорядочное движение до начала термоядерных процессов. Следует отметить, что, во-первых, частица, которая обладает достаточной энергией, чтобы пройти по-

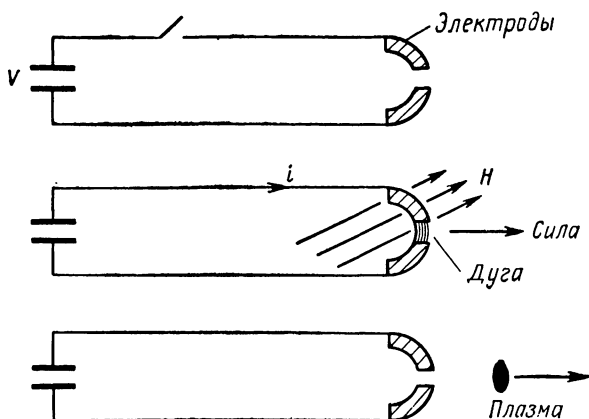


Рис. 6. 14. Принцип работы плазменной пушки.

перек магнитного поля и войти внутрь магнитной ловушки, может снова выйти из нее, если не потеряет часть своей энергии. Это можно осуществить, или изменяя отношение e/M , пока частица находится внутри ловушки, или направляя частицы в область усиливающегося магнитного поля, пока она не обменяется энергией при столкновении с другими частицами. Во-вторых, даже при самом высоком вакууме в объеме остается около 10^7 нейтральных атомов газа в 1 см^3 , поэтому для получения полностью ионизованной плазмы необходимо использовать интенсивные пучки заряженных частиц. Тем не менее этот метод позволяет непрерывно управлять термоядерными процессами в реакторе.

Заслуживает внимания интересное устройство — плазменная пушка, которая создает поток нейтральной плазмы [79] и основной принцип работы которой ясен из рис. 6. 14. Конденсаторы, заряженные до соответствующего высокого потенциала, соединены с двумя электродами. Газовый промежуток пробивается, и образуется сильноточная дуга; магнитное поле тока в цепи, образуемой конденсаторами, электродами и дугой, ускоряет плазму, она отрывается от электродов и вылетает наружу с большой скоростью ($v \sim 10^7 \text{ см/сек}$). Было изучено поведение таких сгустков плазмы («плазмoids») в магнитных полях [79, 80].

Эти принципиальные методы не исчерпывают всех возможностей нагревания и удержания плазмы; были предложены и другие методы, многие из которых представлены на Женевскую конференцию 1958 г.

Теперь рассмотрим несколько устройств, основанных на изложенных принципах. Более подробно они описаны в работах Биккертона [81]. Брагинский и Шафранов [87] рассмотрели тороидальные системы различных типов.

Тороидальная установка для сжатия плазмы «Зета»
[82, 86]

На рис. 6. 15 показана эта установка. Батарея конденсаторов, разряжаемых на первичную обмотку, создает с помощью железного сердечника большой магнитный поток, проходящий через

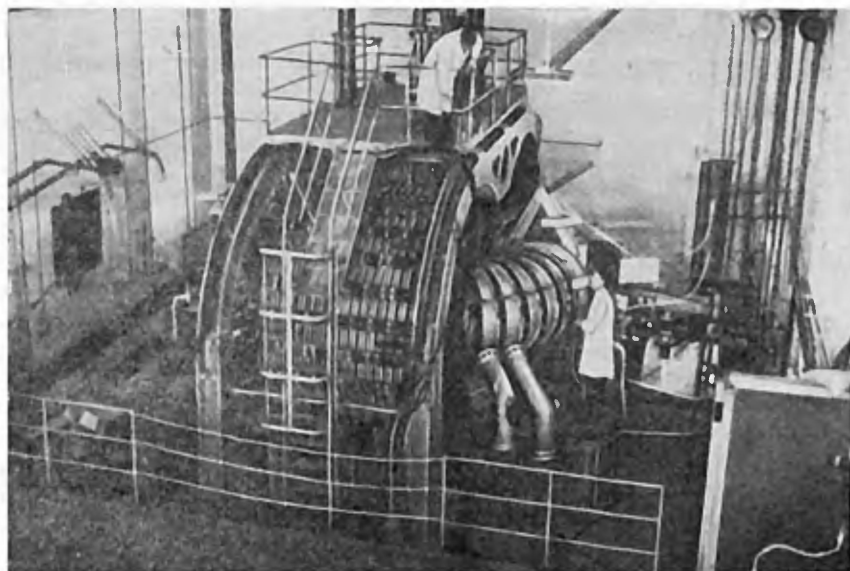


Рис. 6. 15. Общий вид установки «Зета». Обмотки вокруг тора создают стабилизирующее продольное магнитное поле. Тор надет на большой стальной сердечник.

центр тора. Газ в канале предварительно ионизируется с помощью высокочастотного разряда, а индуцируемая электродвижущая сила создает большой ток. Канал тока сужается под действием пинч-эффекта, захватывая предварительно приложенное осевое магнитное поле, которое совместно с вихревыми токами, возникающими на проводящих стенках, помогает стабилизировать шнур на несколько миллисекунд и получить температуру порядка 10^6 ° К.

Было создано несколько установок меньших размеров, которые, если учесть масштаб пересчета [83], дают сравнимые результаты. Уравнение Беннетта, развитое для случая захваченного осевого магнитного поля, приобретает вид $\beta I^2 = 4NkT$; максимально возможную температуру для заданного тока следует ожидать при низкой плотности N , но тогда быстро растет поток «убегающих» электронов. Методы диагностики плазмы были рассмотрены Хардингом с сотрудниками [84]. Система пригодна лишь для импульсных режимов; в тороидальной геометрии магнитное давление увеличивается к центру системы, и, следовательно, токовый канал должен дрейфовать к стенкам камеры¹.

*Установка с джоулевым нагревом
и магнитным сжатием «Стелларатор» [76]*

В этой установке (рис. 6. 16) газ содержится в тороидальной камере, а постоянное продольное магнитное поле создается с по-

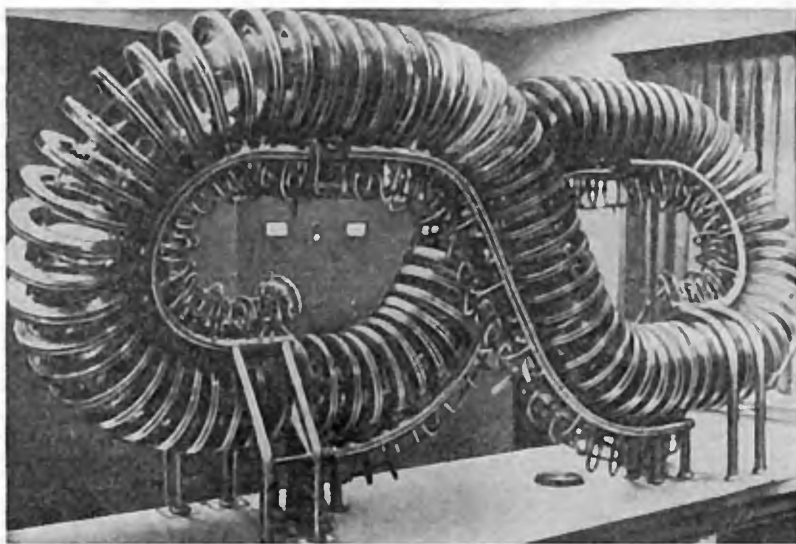


Рис. 6. 16. Модель стелларатора в форме цифры восемь. Кольцевая обмотка создает сильное магнитное поле.

мощью внешних обмоток. Ток возбуждается в газе (как и в тороидальном самосжатом разряде) изменением магнитного потока в железном сердечнике, однако величина тока ограничена, так что магнитное поле собственного тока не играет существенной роли,

¹ Это радиальное расширение канала стабилизируется вихревыми токами, индуцируемыми в проводящей стенке.

а нагрев газа происходит благодаря омическому сопротивлению плазмы и не сопровождается сжатием. Величина тока выбирается ниже критического значения, при котором возникают неустойчивости. Направленный наружу дрейф плазмы, общий для всех тороидальных систем, компенсируется таким кручением магнитного поля, что каждая силовая линия описывает целую поверхность, а не замыкается. Это достигается дополнительной внешней спиральной обмоткой, которая закручивает силовые линии, или соединением двух торов в виде цифры восемь. В результате этого разделение зарядов в плазме из-за радиального градиента магнитного поля может нейтрализоваться рядами, идущими вдоль силовых линий поля. Это свойство поля, известное как «преобразование поворота», оказалось полезным для уменьшения направленного наружу дрейфа, хотя оно, безусловно, не влияет на общую диффузию плазмы поперек поля. За первоначальным омическим нагревом следует или адиабатическое магнитное сжатие (создаваемое нарастанием внешнего магнитного поля), или приложение переменного магнитного поля соответствующей частоты к определенной части тора (т. е. магнитная накачка); однако эффективность последнего метода еще не доказана. Установка не лишена некоторых недостатков, присущих тороидальным самосжатым рядам: она должна быть импульсной для создания тока в газе, а индуцированное осевое электрическое поле создает пучки убегающих электронов.

Магнитная ловушка с пробками [77, 78]

Магнитная ловушка — это установка с конфигурацией магнитного поля, создаваемого токами, текущими в одном направлении по двум параллельным катушкам (рис. 6. 17), причем это поле имеет большее значение на концах и меньшее — в середине. Кривизна силовых линий поля не очень велика, во-первых, потому что принцип работы ловушки основан на том, что напряженность магнитного поля не сильно меняется на диаметре ларморовской орбиты частицы, и, во-вторых, из-за условий стабилизации, когда ловушка заполнена плазмой.

Принцип работы ловушки с пробками заключается в следующем. Предположим, частица с зарядом e имеет полную скорость v (энергия $\frac{1}{2}mv^2$), v_{\perp} — составляющая скорости, перпендикулярная полю \mathbf{H} . Уравнение для кругового движения частицы имеет следующий вид:

$$\frac{mv_{\perp}^2}{r} = \frac{Hev_{\perp}}{c},$$

поэтому

$$\frac{\frac{1}{2}mv_{\perp}^2}{H} = \frac{e}{2mc}(mv_{\perp}r) = \text{const},$$

так как $mv_{\perp}r$ — угловой момент частицы относительно центра ее орбиты — является постоянным¹. Если благодаря компоненту скорости, направленному вдоль H , частица движется вдоль силовых линий в область поля большей напряженностью, то $\frac{1}{2}mv_{\perp}^2$ должно увеличиться. Существует, однако, предельное значение, так как $\frac{1}{2}mv_{\perp}^2$ никогда не может превзойти $\frac{1}{2}mv^2$, т. е. первоначальную энергию. Когда частица достигает области поля такой на-

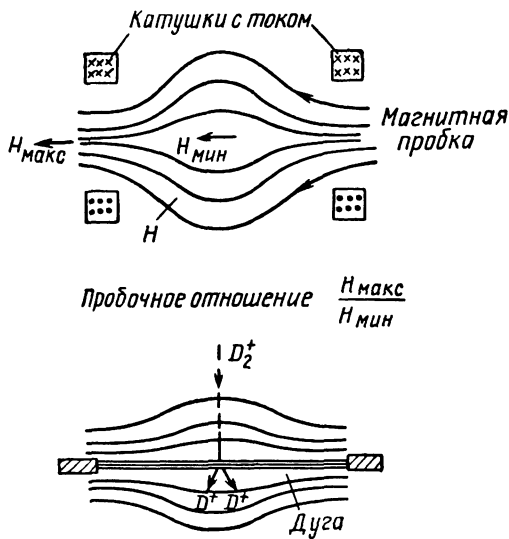


Рис. 6.17. Модель магнитной ловушки. Частицы, инжектируемые в ловушку, удерживаются благодаря изменению отношения $\frac{e}{M}$.

В других системах инжектируются частицы с энергиями, достаточными для проникновения в магнитное поле, и удерживаются там, если они теряют какое-то количество энергии при соударениях с другими частицами. Можно также инжектировать пучки нейтральных атомов, которые ионизируются при соударениях внутри ловушки.

пряженности, где $\frac{1}{2}mv_{\perp}^2$ достигает предельного значения, она отразится и начнет двигаться по силовой линии обратно. Если первоначальная скорость частицы имеет небольшую перпендикулярную компоненту скорости и большую продольную, то требуются очень большие поля, чтобы отразить ее, а если такие поля отсутствуют, то частица уйдет через пробку. Если представить, что все частицы обладают одинаковой скоростью, равной средней, то частицы, движущиеся под малым углом к оси (внутри так называемого «конуса потерь»), уйдут. Оставшиеся частицы окажутся захваченными, пока их движение не изменится из-за столкновений, которые могут отклонить некоторые частицы так, что они попадут в конус потерь. Эти потери аналогичны диффузионным потерям и уменьшаются с увеличением температуры.

На рис. 6.17 приведен метод заполнения ловушки; пучок ионов D_2^+ инжектируется поперек силовых линий поля в интен-

¹ Это верно при условии, что кривизна силовых линий поля невелика, так что ларморовские орбиты с большей степенью точности являются плоскими.

Сивную дугу (зажигаемую вдоль оси), где ион D_2^+ диссоциирует на D^+ . Так как e/M атомарных ионов в два раза больше e/M первоначальных молекулярных ионов, а энергия распределяется между двумя частицами, то ларморовский радиус уменьшается и частицы остаются захваченными в ловушке.

Наиболее привлекательной чертой ловушки с пробками является возможность ее непрерывного действия.

Вообще все предложенные и частично изученные установки делятся на две основные группы: установки, в которых силовые линии магнитного поля образуют замкнутые поверхности, и установки, в которых силовые линии проходят через стенки камеры. Первые должны быть импульсными (по крайней мере, когда используется джоулев нагрев), и если они устойчивы, то имеют небольшие потери и требуют относительно более низких температур; последние могут в принципе работать непрерывно, но имеют большие потери и при более подробном рассмотрении являются менее экономичными из-за магнитных полей (т. е. работы при меньших значениях β).

До сих пор уделялось мало внимания проблеме получения избыточной энергии. Однако реакции синтеза имеют в принципе то преимущество, что значительное количество полученной энергии (то, которое содержится в заряженных частицах) может быть непосредственно превращено в электрическую энергию. Образующиеся быстрые частицы создают большое давление в плазме, оттесняя магнитное поле наружу и индуцируя токи во внешних проводниках. Термодинамическая сторона этого процесса разработана Биккертоном и Джуксом [96]. Нейтроны не удерживаются полем, и их энергия может быть превращена в полезную лишь с помощью теплового цикла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э н г е л ь А. Ионизованные газы М., Физматгиз, 1959.
2. М и к Д ж., К р э г с Дж. Электрический пробой в газах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
3. Л е б Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
4. Э н г е л ь А., Ш т е н б е к М. Физика и техника электрического разряда в газах. М., ОНТИ, 1935.
5. Ф и н к е л ь н б у р г В., М е к к е р Г. Электрические дуги и термическая плазма. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
6. L o c h t e - H o l t g r e v e n W. Rep. Progr. Phys., **21**, 312 (1958).
7. D r u y v e s t e y n M. J. and P e n n i n g F. M. Revs. Mod. Phys., **12**, 87 (1940).
8. С п и т ц е р Л. Физика полностью ионизованного газа. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
9. А л ь ф в е н Х. Космическая электродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
10. B e n n e t t W. H. Phys. Rev., **45**, 890 (1934).
11. L a w s o n J. D. J. Electron. Cont., **3**, 587 (1957).
12. T o n k s L. Phys. Rev., **56**, 360 (1939); Trans. Electrochem. Soc., **72**, 167 (1937); см. также F e t z H. Ann. Phys., **40**, 579 (1941).

13. Blackman M. Proc. Phys. Soc. Lond., **B64**, 1039 (1951).
14. Thompson P. C. and Cowhig W. T. Nature, Lond., **166**, 903 (1950); Proc. Phys. Soc., Lond., **B64**, 345 (1951).
15. Tonks L. and Allis W. P. Phys. Rev., **52**, 710 (1937).
16. Schlüter A. Z. Naturforsch., **6A**, 73 (1951).
17. Allen J. E. Proc. Phys. Soc. Lond., **B64**, 587 (1951).
18. Давыдов В. Phys. Z. Sowjet., **12**, 269 (1937).
19. Thompson W. B. A. E. R. E. Rep. T/R 997 (1952); T/R 1050 (1952).
20. Thompson W. B. and Burley D. A. E. R. E. Rep. T/R 1066 (1952).
21. Roberts S. J. A. E. R. E. Rep. T/R 1344 (1954).
22. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
23. Магнитная гидродинамика. М., Атомиздат, 1958.
24. Ware A. A. Philos. Trans., **A243**, 197 (1953).
25. Cousins S. W. and Ware A. A. Proc. Phys. Soc. Lond., **B64**, 159 (1951).
26. Курчатov И. В. «Атомная энергия», 1, вып. 3, 65 (1956).
27. Арцимович Л. А. Там же, стр. 76.
28. Лукьянов С. Ю., Сеницын В. И. Там же, стр. 88.
29. Лукьянов С. Ю., Подгорный И. М. Там же, стр. 97.
30. Colgate S. et al. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
31. Беркович и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 109.
32. Berglund S. et al. Nucl. Instrum., **1**, 233 (1957); also Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
33. Allen K. W., Bodin H. A., Curran S. C. and Fitch R. A. Ibid.
34. Allen J. E. and Craggs J. D. Brit. J. Appl. Phys., **5**, 446 (1954).
35. Леонтович М. А., Осовец С. М. «Атомная энергия», 1, вып. 3, 81 (1956).
36. Rosenbluth M. N. et al. Los Alamos Rep. LA-1850 (1954).
37. Аллен Дж. В сб. «Управляемые термоядерные реакции». М., Атомиздат, 1960, стр. 37.
38. Jukes J. D., A. E. R. E. Rep. GP/R 2293 (1958); см. также J. fluid Mech., **3**, 275 (1957).
39. Caruthers R. Appl. Scient. Res. Hague, **B5**, 135 (1955).
40. Каррузерс Р., Давенпорт П. В сб. «Управляемые термоядерные реакции». М., Атомиздат, стр. 96.
41. Тимофеева Г. Г., Грановский В. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **30**, 477 (1956).
42. Allen T. K. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
43. Крускал М., Шварцшильд. В сб. «Проблемы современной физики», № 2, М., Изд-во иностр. лит., 1956.
44. Roberts S. J. et al. A. E. R. E. Rep. T/R 1792 (1955).
45. Taylor R. J. Proc. Phys. Soc. Lond., **B70**, 31 (1957).
46. Шафранов В. Д. «Атомная энергия», **2**, вып. 5, 86 (1957).
47. Тейлер Р. В сб. «Управляемые термоядерные реакции». М., Атомиздат, 1960, стр. 74.
48. Kruskal M. and Tuck J. L. Los Alamos Rep. LA-1716 (1953); Proc. Roy. Soc., **245**, 222 (1958).
49. Levine M. A. Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, 39 (1958).
50. Rosenbluth M. N. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
51. Бернштейн А. В. В сб. «Управляемые термоядерные реакции». М., Атомиздат, 1960, стр. 226.
52. Сайдем. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». «Избр. докл. иностр. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 89.
53. Тейлер. Там же, стр. 68.

54. Atkinson R. d'E. and Houtermans F. G. Z. Phys., **54**, 656 (1929).
55. Пост Р. «Усп. физ. наук», **61**, 491 (1957).
56. Teller E. Nucl. Sci. Engng, **1**, 313 (1956).
57. Ware A. A. Engineering, Lond, **184**, 610 (1957).
58. Thirring H. Nucleonics, No. 11, 62 (1955).
59. Arnold W. R. et al. Phys. Rev., **93**, 483 (1956).
60. Hirst F. A. E. R. E. Rep. N/M 64 (1953).
61. Gamow G. and Critchfield C. L. Theory of Atomic Nucleus and Nuclear Energy Sources; London: Oxford University Press, 1949.
62. Thompson W. B. Proc. Phys. Soc. Lond., **B70**, 1 (1957).
63. Cillié G. Mon. Not. R. astr. Soc., **92**, 820 (1932).
64. Трубников Б. А. В сб. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советск. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 165.
65. Чандрасекар С. Принципы звездной динамики. Изд-во иностр. лит., 1948.
66. Chandrasekhar S. Astrophys. J., **97**, 255 (1943).
67. Simon A. Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, Vol. 32, p. 343; Phys. Rev., **98**, 317 (1955); **100**, 1557 (1955); also Bickerton R. J. Proc. Phys. Soc. Lond., **B70**, 305 (1957).
68. Bohm D. In the Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields (Ed. by Guthrie and Wakerlin); New York: McGraw-Hill Book Co., 1949.
69. Lehnert V. Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, Vol. 32, p. 349.
70. Gibson A. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957; Nature, Lond., **183**, 101 (1959).
71. Dreicer H. and Tuck J. L. Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, Vol. 31, p. 57.
72. Пиз Р. В сб. «Управляемые термоядерные реакции». М., Атомиздат, 1960, стр. 19.
73. Lawson J. D. Ibid., **B70**, 6 (1957).
74. Адлем, Аллен. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Т. 1. Избр. докл. иностр. ученых. М., Атомиздат, 1959, стр. 156. См. также Розенблют М. В сб. «Магнитная гидродинамика». М., Атомиздат, 1958, стр. 63.
75. Стикси Палладино. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 242.
76. Spritzer L. Phys. Fluids, **1**, 253 (1958).
77. Пост Р. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 548.
78. Varnett C. F. et al. Ibid., Vol. 31, p. 298.
79. Бостик. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 702. См. также Альфвен. Там же, стр. 5.
80. Finkelstein D., Sawyer G. A. and Stratton T. F. Phys. Fluids, **1**, 188 (1958).
81. Bickerton R. J. Engineering, **186**, 824 (1958); Proc. Instn Elect. Engrs, **106A** (1959); see also Ware A. A. Engineering, **186**, 796 (1958).
82. Thonemann P. C. et al. Nature, Lond., **181**, 217 (1958).
83. Bickerton R. J. and London H. Proc. Phys. Soc. Lond., **72**, 116 (1958).
84. Harding G. N. et al. Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, Vol. 32, p. 365.

85. Розенблют М. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. I. М., Атомиздат, 1959, стр. 55.
86. Баттидр. Там же, стр. 370.
87. Брагинский С. И., Шафранов В. Д. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советск. ученых. Т. I. М., Атомиздат, 1959, стр. 221.
88. Hubbard J. A. E. R. E. Rep. T/R 2668 (1958).
89. Laing E. W. Ibid., T/R 161 (1958).
90. Kruskal M. D. et al. Phys. Fluids, **1**, 421 (1958).
91. Канeko S. J. Phys. Soc. Japan, **13**, 947 (1958).
92. Кӧрпер К. Z. Naturforsch, **12a**, 815 (1957).
93. Tayler R. J. A. E. R. E. Rep. T/R 2786, T/R 2787 (1959).
94. Boon M. H. et al. Ibid., T/R 2503 (1958).
95. Allibone T. E. and Chicks D. R. Proc. Instn Elect. Engrs, **106A** (1959).
96. Jukes J. D. Ibid.

Монографии

- Бишоп А. Проект Шервуд. Программа США по управляемому термоядерному синтезу. М., Атомиздат, 1960.
- Simon A. Introduction to Thermonuclear Research; London: Pergamon Press, 1959.
- Landschoff R. K. M. (Ed.) The Plasma in a Magnetic Field; Stanford: The University Press, 1958.

Литература (дополнительная)

- Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М., Изд-во АН СССР, 1958.
- Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
- Вопросы теории плазмы. Сб. Вып. 1—3. М., Госатомиздат, 1963.
- Пост Р. Высокотемпературная плазма и управляемые термоядерные реакции. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
- Физика плазмы и магнитная гидродинамика. Сб. статей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
- Роуз Д., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М., Госатомиздат, 1963.
- Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза (труды конференции) АН УССР, Киев, 1963.
- Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
- Nucl. Fusion, Suppl., part 1—3, Vienna, 1962.

ГЛАВА 7

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

Введение

В предыдущих главах мы рассматривали плазму, находящуюся в статическом или динамическом равновесии при некоторой комбинации электрических и магнитных полей. В макроскопическом масштабе плазму можно рассматривать как две перемешанные сжимаемые жидкости с частицами противоположных знаков с плотностями ρ^+ и ρ^- . При протекании тока два потока устремляются в противоположные направления соответственно со скоростями V^+ и V^- . Движение их можно описать с помощью обычных гидродинамических уравнений Эйлера и уравнений непрерывности для заряженных потоков, проходящих через электрическое и магнитное поля [1—3] и испытывающих силу трения о нейтральный газ, если он имеется.

Микроскопически плазму рассматривают согласно обычным газокинетическим законам как группу частиц трех видов: положительных, отрицательных и нейтральных, беспорядочно движущихся и сталкивающихся друг с другом. Во всех разрядах, за исключением очень сильноточных, имеется больше нейтральных частиц, чем заряженных, и равновесие определенных групп заряженных частиц поддерживается скорее столкновением с нейтральными частицами, чем друг с другом. В электрических полях на беспорядочную скорость зарядов накладывается относительно небольшая скорость дрейфа; заряды получают энергию от поля, и новое равновесие устанавливается при более высокой средней энергии, так что для всех трех групп появляется возможность существовать в равновесном состоянии при трех различных температурах.

Ни одно из приведенных рассуждений не является исчерпывающим, поскольку каждое из них предполагает наличие полного равновесия (или переходных процессов, которые быстро переходят в равновесные) и пренебрегает локальными отклонениями от состояний равновесия некоторых групп частиц в объеме, который велик по сравнению с атомными расстояниями и мал по сравнению с плазмой в целом. Например, может произойти мгновенное раз-

деление зарядов в небольшом объеме плазмы; электрическое поле разделенных зарядов создает возвращающуюся силу, которая может привести к последующему колебательному движению зарядов.

В 1923 г. Апплетон и Уэбб [4] обнаружили, что периодические флуктуации могут возникать в, казалось бы, совершенно устойчивой плазме. Вскоре Пеннинг [5], Клей [6], а также Уэбб и Пардю [7] обнаружили, что постоянный ток тлеющего разряда содержит небольшую переменную составляющую, частота которой зависит от условий разряда и изменяется от 10^3 до 10^8 *гц*. Такие сигналы можно принимать с помощью листиков из металлической фольги, прикрепленных к внешней стороне стенки разрядной трубки и играющих роль конденсатора резонирующего контура. Неоднократно наблюдалось, что эти колебания связаны с существованием страт в разряде, когда частота приблизительно равна 10^5 *гц*, и имеют не чисто синусоидальную форму, а содержат также ряд гармоник.

Недавно Донахью и Дике [8] использовали фотоумножитель и осциллограф для одновременного изучения флуктуаций тока, напряжения и интенсивности света разряда при исследовании движущихся страт во всех редких газах, а также в ртути, водороде и воздухе. С помощью соответствующих отметок времени можно измерить частоту, скорость и затухание флуктуаций вдоль трубки. Они обнаружили два вида периодических возмущений: одно — движущееся в направлении анода со скоростью от $3 \cdot 10^3$ до 3×10^4 *см/сек* (это страты обычно наблюдаемые визуально), и другое — движущееся в противоположном направлении со скоростью около 10^5 *см/сек* и связанное с относительно небольшими флуктуациями в интенсивности света. Эти исследования показали также, что такие колебания можно часто обнаружить в плазме, которая на первый взгляд кажется совершенно устойчивой. Таким образом, периодические возмущения, распространяющиеся в плазме, по-видимому, свойственны ионизованной среде. Они были обнаружены и изучены Эмелиусом с сотрудниками [9], применившими в различных типах разрядов ленгмюровские зонды. Описание экспериментов дано в обзорах [9—11].

Теория простых колебаний

Впервые объяснение колебаний в плазме дали Тонкс и Ленгмюр [12]. Они рассматривали идеальную плазму без теплового движения ионов и электронов, в которой возможны в основном два вида колебаний: первый — электронные колебания, которые настолько быстры, что ионы можно рассматривать неподвижными, и второй — ионные колебания, которые настолько медленны, что электроны все время меняют свою энергию и плотность таким образом, что сохраняют равновесное состояние удовлетворяющее

распределению Больцмана. Предполагается, что области возмущений содержат большое число частиц и имеют большие размеры по сравнению с расстояниями между атомами.

Электронные колебания

Представим для простоты область однородной плазмы с плотностью n электронов и ионов, ограниченную двумя воображаемыми плоскостями, перпендикулярными к оси x . Пусть каждый электрон сместится на небольшое расстояние ξ только в направлении x (на обеих граничных плоскостях ξ равно нулю). Тогда изменение плотности δn в какой-либо точке x можно записать:

$$\delta n = n \frac{d\xi}{dx}. \quad (7.1)$$

Из уравнения Пуассона найдем поле X :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dX}{dx} &= 4\pi n e \frac{d\xi}{dx}; \\ X &= 4\pi n e \xi \end{aligned} \right\} \quad (7.2)$$

(произвольная константа, которая представляет постоянное приложенное поле, не принимается в расчет, так как X выражает электрическое поле, создаваемое только смещением). Так как сила, действующая на каждый электрон, равна $-eX = m\ddot{\xi}$, то можно получить следующее уравнение для простейшего гармонического движения:

$$m\ddot{\xi} + 4\pi n e^2 \xi = 0. \quad (7.3)$$

Электроны колеблются около среднего положения с угловой частотой $\omega_0 = 2\pi f_0$, где

$$\begin{aligned} \omega_0^2 &= \frac{4\pi n e^2}{m}; \\ f_0 &= \sqrt{\frac{n e^2}{\pi m}} = 8980 \sqrt{n} \text{ (гц)}. \end{aligned} \quad (7.4)$$

ω_0 называют «плазменной частотой», она является важной величиной, встречающейся в теории распространения волн (см. гл. 4 и 5) в качестве критической частоты, ниже которой падающие волны отражаются от плазмы. Она, как критическая частота, была рассмотрена еще Релем в теории распространения волн, созданной задолго до расчетов, описанных здесь. Теперь ω_0 часто называют плазменной частотой даже когда нет плазмы, например в пучке заряженных частиц.

Этот вывод уравнения, несмотря на ограниченность из-за упрощающих предположений, ясно показывает, что колебания являются продолжительными и стационарными, т. е. они не распространяются в виде волн. В соседних областях могут возникать подоб-

ные колебания при некоторых фиксированных фазовых соотношениях, но эти колебания совершенно не зависят друг от друга, т. е. распространения возмущений не наблюдается. Значение частоты, однако, можно получить в общем виде независимо от предыдущих предположений. Согласно Тонксу и Ленгмюру рассмотрим два максвелловских уравнения (для свободного пространства со свободными зарядами)

$$\operatorname{rot} \mathbf{X} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi j}{c} \quad (7.5)$$

совместно с уравнениями

$$\left. \begin{aligned} j &= \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t} - nev; \\ -m \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= e\mathbf{X} + \frac{e}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{H}. \end{aligned} \right\} \quad (7.6)$$

При небольших амплитудах колебаний членом $\mathbf{v} \cdot \mathbf{H}$ и при колебаниях электрических зарядов членом $\partial \mathbf{H} / \partial t$ можно пренебречь. Оставшиеся уравнения имеют вид

$$\ddot{X} + \frac{4\pi ne^2}{m} X = 0, \quad (7.5a)$$

откуда получим ту же частоту. Можно показать, что даже в том случае, когда существует магнитное поле (т. е. $\partial \mathbf{H} / \partial t \neq 0$), подобное уравнение справедливо. Однако если к приведенным уравнениям добавить $\operatorname{div} X = 0$, то получим

$$\ddot{X} + \frac{4\pi ne^2}{m} X = c^2 \nabla^2 X. \quad (7.6a)$$

Решение последнего уравнения описывает движение плоской волны, для которой соотношение между частотой f и длиной волны λ (т. е. дисперсионное соотношение) равно

$$f^2 = \frac{ne^2}{\pi m} + \frac{c^2}{\lambda^2}. \quad (7.7)$$

Для очень больших длин волн это соотношение приводит к плазменной частоте.

В обычных разрядах $n \sim 10^{10}$ является характерным значением, при этом $f_0 \sim 10^9$ гц — частота микроволнового диапазона. Для плазмы в термоядерных процессах $n \sim 10^{14}$ и более, а $f_0 \sim 10^{11}$ гц.

Согласно этой простой теории электронные колебания не могут распространяться из-за пренебрежения тепловым движением электронов (см. стр. 265). Рассматривая физическую картину, можно заметить, что медленные электроны остаются в заданной области и благодаря увеличению среднего пространственного заряда поддерживают колебания. Однако быстрые электроны не способствуют увеличению локального пространственного заряда, но, проходя

через область возмущения, ускоряются или замедляются мгновенным электрическим полем, приобретая или теряя энергию, которую они могли бы передавать соседним областям.

Ионные колебания и волны

Предположим, что как и электроны, ионы претерпевают смещение ξ :

$$\delta n^+ = n \frac{\partial \xi}{\partial x}. \quad (7.8)$$

Электроны, стремящиеся к равновесию, подчиняются закону Больцмана, и изменение их плотности можно записать в виде

$$\delta n_e = n \left(e^{\frac{eV}{kT_e}} - 1 \right). \quad (7.9)$$

Уравнение Пуассона дает

$$\frac{\partial X}{\partial x} = -4\pi e (n^+ - n_e), \quad (7.10)$$

а уравнение движения ионов с массой M имеет вид

$$eX = M \ddot{\xi}. \quad (7.11)$$

В предположении $eV/kT_e \ll 1$ получим

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\ddot{\xi} + \frac{4\pi n e^2}{M} \xi \right) - \frac{4\pi n e^2}{kT_e} \ddot{\xi} = 0. \quad (7.12)$$

Решением этого уравнения, имеющим простую физическую интерпретацию, является ряд плоских параллельных волн со смещением $\xi = A \cos \left(2\pi f t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right)$, где

$$f^2 = \frac{ne^2}{\pi M + ne^2 M \frac{\lambda^2}{kT_e}}, \quad (7.13)$$

или

$$f^2 = \frac{f_i^2}{1 + f_i^2 \frac{M \lambda^2}{kT_e}}, \quad (7.13a)$$

где

$$f_i = \sqrt{\frac{ne^2}{\pi M}}.$$

Действительная частота зависит от длины волны. Когда λ настолько мала, что первый член в знаменателе является доминирующим, ионные колебания плазмы аналогичны электронным

колебаниям и имеют частоту $f_i = \sqrt{\frac{ne^2}{\pi M}}$; если λ велика и второй член много больше первого, то колебания становятся аналогичными звуковым волнам, имеющими ту же фазу и групповую скорость V , которая быстро приближается к предельному значению:

$$V = f\lambda = \sqrt{\frac{kT_e}{M}}. \quad (7.14)$$

Следует отметить, что рассмотрение здесь беспорядочного теплового движения привело к распространяющимся волнам в отличие от стационарных колебаний. И электронные и ионные колебания, рассматриваемые до сих пор, представляют чисто электростатические явления, причем колебания поля и тока происходят в направлении распространения, а не перпендикулярно, как в электромагнитных волнах.

Переход от стационарных ионных колебаний к распространяющимся ионным волнам происходит при длинах волн, удовлетворяющих условию

$$\pi M \sim \frac{ne^2 M \lambda^2}{kT_e} \quad (7.15)$$

или

$$\lambda \sim \sqrt{\frac{\pi kT_e}{ne^2}}, \quad \text{т. е.} \sim 2\sqrt{2}\pi\lambda_D, \quad (7.15a)$$

где λ_D является дебаевским радиусом экранирования.

Дебаевское экранирование

Изолированный положительный заряд, помещенный в пространстве (например, внутри небольшой сферы), создает электрическое поле q/r^2 и потенциал q/r . Если заряд поместить в нейтральную ионизованную среду, то в какой-то мере произойдет разделение зарядов, которое видоизменит это поле. Точное математическое решение является сложным и впервые было дано Дебаем и Хюккелем [13]. Пусть потенциал, создаваемый в элементарном объеме на расстоянии r от q , равен V ; он возникает благодаря совместному влиянию поля от заряда q и от разделения зарядов в плазме, которое уменьшает это поле. Если q является положительным, тогда ясно, что элемент объема будет содержать больше отрицательных зарядов и меньше положительных. Предположим, что концентрации выражаются согласно закону распределения Больцмана, а именно

$$\left. \begin{aligned} n^+ &= n\epsilon^{-(eV/kT)}; \\ n_e &= n\epsilon^{-(-eV/kT)} = n\epsilon^{+eV/kT}. \end{aligned} \right\} \quad (7.16)$$

Уравнение Пуассона приводится к виду

$$\begin{aligned} \Delta^2 V &= -4\pi(n^+ - n_e)e = 4\pi n_e (\varepsilon^{eV/kT} - \varepsilon^{-eV/kT}) = \\ &= 4\pi n_e \left(\frac{2eV}{kT} \right) = \frac{8\pi n_e^2}{kT} V = \frac{1}{\lambda_D^2} V \end{aligned} \quad (7.17)$$

при условии, что $eV \ll kT$, т. е. если потенциальная энергия зарядов благодаря их разделению является малой по сравнению с их тепловой энергией. Член $8\pi n_e^2/kT$ имеет размерность (длина)⁻². В сферических координатах общее решение имеет вид

$$V = A \frac{\varepsilon^{-r/\lambda_D}}{r} + B \frac{\varepsilon^{r/\lambda_D}}{r}, \quad (7.18)$$

причем из физических соображений следует, что $B = 0$, так как V не может увеличиваться до бесконечности.

Таким образом, потенциал в области, окружающей любой выбранный ион или электрон, падает как $(q/r) \varepsilon^{-r/\lambda_D}$ вместо q/r в свободном пространстве. Приблизительно поле выбранного иона можно рассматривать эффективно экранированным на расстоянии более λ_D , так как при $r > \lambda_D$ потенциал очень быстро падает с расстоянием. Величина

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT}{8\pi n_e e^2}} \quad (7.19)$$

называется дебаевским радиусом экранирования.

Возвращаясь опять к уравнению (7.13), теперь можно понять, что возмущения, пространственный период которых меньше λ_D , будут определяться главным образом простейшим электростатическим взаимодействием, в то время как возмущения с большим периодом возникают из-за движения масс и инерции колеблющихся элементов плазмы, т. е. они должны быть похожи на звуковые волны.

Теория Томсона

Аналогичные результаты для ионных волн в плазме получил Томсон [14], который пользовался уравнением непрерывности

$$\frac{dn}{dt} = \text{div}(nv) \quad (7.20)$$

для каждого типа частиц, а также уравнениями переноса для электронов

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} (n_e \bar{v}_e) + \frac{d}{dx} (n_e \bar{v}_e^2) &= \frac{Xen_e}{m} + \frac{P}{m} \\ \text{и для ионов} \\ \frac{d}{dt} (n_+ \bar{v}_+) + \frac{d}{dx} (n_+ \bar{v}_+^2) &= \frac{Xen_+}{M} - \frac{P}{M} \end{aligned} \right\} \quad (7.21)$$

Здесь P — импульс, передаваемый в 1 сек электронами в единице объема при столкновении с положительными ионами, и имеет вид

$n_e n_+$ ($v_e - v_+$). Все значения v выражают беспорядочное движение лишь в одном направлении, а n_e и n_+ — мгновенные локальные значения электронной и ионной плотностей, немного отличающихся от равновесных значений, при которых плотности равны n . Эти уравнения совместно с уравнением Пуассона дают два новых уравнения для электронных и ионных колебаний, аналогичных уравнениям Ленгмюра и Тонкса, но содержащих члены, выражающие энергию беспорядочного движения электронов и ионов:

$$f_e^2 = \frac{kT_e}{\lambda^2 m} + \frac{ne^2}{\pi m} \quad (\text{для электронов}) \quad (7.22)$$

(или $\omega^2 = \omega_0^2 + kT_e m k^2$, где k — волновой вектор, равный $2\pi/\lambda$);

$$f_+^2 = \frac{kT_+}{\lambda^2 M} + \frac{f_i^2}{1 + f_i^2 \frac{\lambda^2 M}{kT_e}} \quad (\text{для ионов}), \quad (7.23)$$

где, как и ранее, $f_i = \sqrt{\frac{ne^2}{\pi m}}$.

Введение теплового движения здесь также привело к распространяющейся электронной волне. Ее фазовая скорость должна превышать $\sqrt{\bar{v}_e^2}$ ($\sqrt{\bar{v}_e^2} = \sqrt{\frac{kT_e}{\pi m}}$ в одном измерении), но распространяться могут только волны с частотой больше $\sqrt{\frac{ne^2}{\pi m}}$, т. е. критической частоты. Ионные волны имеют такую же форму, как было получено в уравнении (7.13), за исключением небольшого дополнительного члена от беспорядочного теплового движения.

Более общие теории

Рассмотренные теории являются весьма упрощенными, в частности из-за того, что в них не указывается, как возникают колебания, а тепловое движение частиц вводится лишь через их среднюю скорость и температуру. Более того, невозможно сделать какие-либо предсказания относительно амплитуд колебаний при различных частотах; это, безусловно, является следствием линеаризации уравнений, т. е. пренебрежения членами с квадратами и большими степенями возмущенных величин (например, пренебрежением $(n_e - n)^2$ в теории Томсона). Однако нелинейные уравнения настолько сложны, что было сделано мало попыток решить их даже в самых утонченных теориях.

Первым шагом к более детальному рассмотрению должен явиться анализ того, какое влияние будет иметь произвольное возмущение (т. е. изменение в какой-либо точке плотности частиц) на распределение заряженных частиц как по энергии, так и в пространстве. Самые первые попытки в этом направлении были сделаны Власовым [15, 16], который использовал уравнение переноса Больцмана, но не учитывал члена, выражающего скорость изменения распределения, вызываемого столкновениями, и заменил его членом, который зависел от взаимных электростатических сил элементарных объемов, содержащих большое число зарядов (так называемые «коллективные» взаимодействия). Следует отметить, что все описываемые ниже теории основаны на приближении Хартри для самосогласованного поля, иначе говоря, поведение одного электрона рассматривается как поведение частицы, в то время как влияние всех окружающих частиц заменяется их результирующим полем, распределенным в пространстве и усредненным во времени. С физической точки зрения это объясняется тем, что поскольку электростатические силы действуют на большие расстояния, то любой электрон одновременно испытывает действие слабых сил от большого числа окружающих его заряженных частиц и действие относительно больших сил от частиц, расположенных в непосредственной к нему близости (правомерность такого объяснения обосновалась недавно Эккером [17]).

При своем методе решения Власов предположил, что возмущение имеет вид $e^{i(\omega t + \mathbf{k}\mathbf{r})}$, где ω — угловая частота и \mathbf{k} — волновой вектор ($2\pi/\lambda$), и нашел ряд дискретных собственных значений ω и \mathbf{k} , которые удовлетворяют уравнениям. Отсюда он сделал вывод, что плазма самопроизвольно принимает периодическую в пространстве структуру. На определенные недостатки метода решения Власова указал Ландау [18], которому удалось показать, что возмущения могут иметь произвольную первоначальную форму. Основное уравнение Власова выводится в предположении, что частота колебаний велика и столкновениями между ионами и электронами можно пренебречь по сравнению с электростатическими эффектами, которые, безусловно, действуют непрерывно. Допустим, что F является зависящей от времени функцией распределения электронов в пространстве и по скоростям, причем это состояние возникает под действием возмущения из равновесного максвелловского распределения $f_0(v)$, изотропного в пространстве. Тогда имеем

$$F = f_0(v) + f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t), \quad (7.24)$$

где f — возмущение, малое по сравнению с f_0 . Уравнение переноса, если пренебречь столкновениями, имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \operatorname{grad} f + \frac{eX}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} = 0. \quad (7.25)$$

Уравнение Пуассона:

$$\text{grad } X = -4\pi e \int f \, d\tau, \quad (7.26)$$

где $d\tau = dv_x dv_y dv_z$, а X — поле, создаваемое произвольным разделением зарядов; равновесный член $e \int f_0 \, d\tau$ компенсируется аналогичным выражением для положительных ионов.

Ландау предполагает наличие первоначального произвольного распределения, которое можно представить интегралами Фурье (взятыми в пространстве, т. е. по x, y, z), и так как последние два уравнения являются линейными и не содержат явно x, y, z , то каждое уравнение можно записать отдельно для каждого компонента ряда Фурье. Достаточно, таким образом, рассмотреть решения в следующей форме:

$$f_k(\mathbf{v}, t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (7.27)$$

Детали этого решения здесь не приведены. При этом избегаются трудности метода Власова и показывается, что в действительности не существует дискретных состояний колебаний электронов. Любому заданному значению κ могут соответствовать произвольные значения ω ; доказываем также, что происходит затухание всех электронных колебаний. Для длинных волн ($\kappa \rightarrow 0$) затухание незначительно и уменьшение амплитуды волны происходит по закону $e^{-\gamma t}$, где

$$\gamma = \omega_0 \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{(\lambda_D \kappa)^3} \cdot e^{-\left(\frac{\lambda_D \kappa}{2}\right)^2}, \quad (7.28)$$

λ_D — толщина дебаевского экранирующего слоя и, наоборот, для очень коротких волн это затухание будет очень сильным. Для этих предельных случаев ($\lambda \rightarrow \infty$ и $\lambda \rightarrow 0$) Ландау также получил дисперсионные соотношения, т. е. зависимость ω от κ .

Несколько отличную и более сложную теорию предложил Твисс [19], который рассматривал распространение электромагнитных волн в электронно-ионных потоках и перенес решение на случай непрерывного распределения по скоростям.

Указывая на недостаточную общность метода Власова, Ландау подчеркивает, что поскольку уравнение Больцмана шестимерное, формулы дисперсии в явном виде могут получаться только при наложении некоторых ограничений. Физическая предпосылка этого рассмотрена в теории Бома и Гросса [20].

Эти авторы предполагают распределение потенциала ϕ , изменяющееся как $\phi_0 \cos(\kappa x - \omega t)$, и подчеркивают, что любые небольшие возмущения, для которых плазма является преломляющей средой, можно представить как сумму волновых функций, если только ω и κ удовлетворяют определенному дисперсионному

соотношению (которое следует найти). Задачу можно упростить выбором системы координат, в которой волна неподвижна, т. е. системы, движущейся в направлении волны с фазовой скоростью $v_{\text{фаз}} = \omega/k$. Тогда потенциал выразится как $\varphi = \varphi_0 \cos kx$, а электроны, обладающие тепловой скоростью v , движутся со средней скоростью $u_0 = v - v_{\text{фаз}}$ (здесь v — компонент x скорости беспорядочного теплового движения). Следует указать на важное физическое следствие: частицы, имеющие скорости теплового движения, отличные от скорости волны, движутся, претерпевая лишь очень незначительные периодические изменения в скорости, в то время как у частиц, скорости которых близки к скорости волны, может не оказаться достаточной кинетической энергии, чтобы преодолеть потенциальные гребни волны. Последние переносятся волной с фазовой скоростью, испытывая небольшие колебания в потенциальных ямах; такие частицы называют захваченными электронами. Захвата не произойдет (рис. 7. 1), если

$$\frac{1}{2} m u^2 \geq \frac{1}{2} m u_0^2 + e\varphi_0. \quad (7. 29)$$

Для длинных волн (т. е. при малом $k = 2\pi/\lambda$) при фазовых скоростях, намного больших, чем беспорядочные тепловые скорости, количество захваченных электронов будет незначительным и в первом приближении ими можно пренебречь. Можно найти вклад в полный пространственный заряд каждой группы электронов $dn = f(v) dv$ из распределения по скоростям (предполагаемого максвелловским), вклад каждой группы обратно пропорционален ее относительной скорости.

Полную плотность в пределах волновой структуры можно написать в виде

$$n_e = n_0 \int \frac{u_0}{u} f(v) dv = n_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(v) dv}{\sqrt{1 + \frac{2e\varphi}{m u_0^2}}}. \quad (7. 30)$$

Полагают, что плотность положительных ионов остается постоянной при невозмущенном значении n_0 , поэтому, применив уравне-

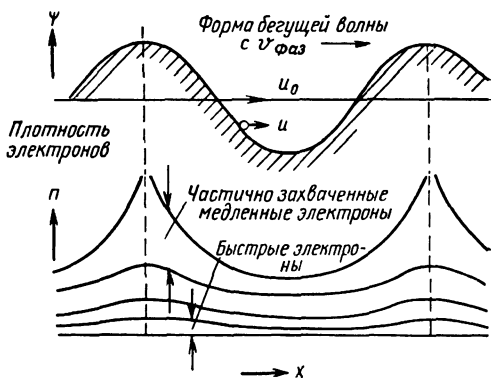


Рис. 7. 1. Захват электронов бегущей волной и последующее распределение плотности [11].

ние Пуассона, можно получить распределение потенциала в волне

$$-\nabla^2\varphi = 4\pi n_0 e \left\{ 1 - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(v)(v - v_{\text{фаз}}) dv}{V(v - v_{\text{фаз}})^2 + \frac{2e\varphi}{m}} \right\}, \quad (7.31)$$

которое должно равняться $\kappa^2\varphi$, чтобы обеспечить первоначально заданный потенциал и чтобы данное решение оставалось самосогласованным; такое решение, конечно, не является наиболее общим. Бом и Гросс ищут его с определенными приближениями и допущениями: они, в частности, полагают, что относительная энергия $\frac{1}{2}mv^2$ электронов намного больше, чем $e\varphi_0$, и поэтому последние претерпевают лишь небольшие флуктуации при прохождении волны. Уравнение сводится к следующему виду:

$$\kappa^2\varphi = \frac{4\pi n_0 e^2}{m} \varphi \int \frac{f(v) dv}{(v - v_{\text{фаз}})^2}. \quad (7.32)$$

Важно, что когда $v = v_{\text{фаз}}$, то $f(v) = 0$, в противном случае интегрирование невозможно, так как данное выражение при этом равно бесконечности. Физически это означает, что отсутствуют электроны, движущиеся с фазовой скоростью. Чтобы получить точное решение, следует пренебречь всеми электронами, обладающими большими скоростями, чем $v_{\text{фаз}}$, и тогда получим выражение:

$$\left(\frac{\kappa}{\omega_0}\right)^2 = \int \frac{f(v) dv}{\left(v - \frac{\omega}{\kappa}\right)^2}, \quad (7.33)$$

которое можно свести (пренебрегая всеми $v > \frac{\omega}{\kappa}$) приблизительно к

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \bar{v}^2 \kappa^2 = \omega_0^2 + \left(\frac{3kT}{m}\right) \kappa^2. \quad (7.34)$$

Его можно сравнить с уравнением Томсона (7.22), хотя физические условия в них различны (см. стр. 272).

Помимо определенных достоинств это решение поясняет результаты, описанные ранее. Оно показывает, что может существовать какая-то значительная группа электронов, захваченных волной и перемещающихся с фазовой скоростью, а также что ограничения, предполагаемыми в теории Власова, можно пренебречь.

Теперь проясняется физическая картина затухания Ландау, т. е. затухания при отсутствии столкновений. Электроны, обладающие компонентами скорости, близкими к фазовой скорости, захватываются и уносятся волной; в конечном счете все они движутся со средней скоростью $v_{\text{фаз}}$, причем электроны, двигав-

шиеся первоначально медленнее, ускоряются, и наоборот. В предположении $v_{\text{фаз}} \gg \sqrt{\bar{v}^2}$ и максвелловского распределения оказывается, что первоначально медленных электронов захвачено больше, чем быстрых, следовательно, захваченная группа приобретает в общей сложности кинетическую энергию от электрического поля волны, которая в результате этого затухает (волнами с $v_{\text{фаз}} \lesssim \sqrt{\bar{v}^2}$ можно пренебречь, потому что, если $\omega/k \sim \omega_0/k \lesssim \sqrt{\bar{v}^2}$, тогда $\lambda \lesssim \lambda_D$; такие волны затухают вследствие теплового движения). Любая функция распределения, спадающая к большим скоростям, должна привести к затухающим волнам, и наоборот, функции, нарастающие с увеличением скоростей (если $v \gg \sqrt{\bar{v}^2}$), могут привести к усилению волн (электростатические неустойчивости). Строгий анализ подтверждает это (см. стр. 270, 277).

Можно показать, что при учете влияния захваченных электронов можно получить почти любое сочетание k и ω в зависимости от первоначальных условий. В таблице приведены результаты, полученные различными авторами.

Предположения	Результаты
Тонкс и Ленгмюр [12] Все переменные величины изменяются по закону $e^{i(kx-\omega t)}$; электроны неподвижны	Одна частота колебания $\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$ с любой длиной волны
Власов [15, 16], Бом и Гросс [20] Все переменные величины изменяются по закону $e^{i(kx-\omega t)}$; электроны обладают тепловым движением	Непрерывный спектр частот при $\omega \geq \omega_0$ Незатухающие волны $\omega^2 \approx \omega_0^2 + 3\kappa^2 \bar{v}^2$
Ландау [18] Электроны обладают тепловым движением Учитываются начальные условия	Непрерывный спектр частот при $\omega \geq \omega_0$ Затухающие волны (т. е. комплексные κ) $\omega^2 \approx \omega_0^2 + 3(\text{Re}\kappa)^2 \bar{v}^2$

Работа Берца [21] внесла некоторую ясность и в значительной степени объяснила расхождения между этими результатами. Автор пользуется уравнениями Больцмана и Пуассона, и предполагает, что переменная составляющая электрического поля изменяется по закону $e^{i(kx-\omega t)}$. При этом переменная составляющая функции распределения не обязана изменяться по подобному закону, а подлежит определению.

Допустим, что $f_0(v, x, t)$ — функция распределения в стационарном состоянии, где v — электронная скорость в направлении x : $f_0 + \tilde{f}$ — действительное значение при наличии колебаний, а \tilde{X} — переменная составляющая электрического поля. Столкновениями, а также произведениями флуктуирующих переменных пренебрегают, т. е. предполагают, что частота колебаний плазмы намного больше частоты соударений (переменные составляющие рассматриваются как малые величины).

Новым существенным результатом Берца является то, что с помощью стандартных методов (когда κ вещественно) можно получить \tilde{f} :

$$\tilde{f} = f(v, t) e^{i\kappa x}, \quad (7.35)$$

где

$$f(v, t) = -i \frac{eX}{m} \frac{f'_0(v)}{\kappa v - \omega} e^{-i\omega t} - i \frac{e}{m} C(v) e^{-i\kappa v t}. \quad (7.36)$$

Здесь $C(v)$ — произвольная функция. Любая функция $C(v)$ удовлетворяет уравнениям Больцмана и Пуассона, и ее значение полностью определяется начальными условиями. При любом значении ω с отрицательной мнимой частью $Im \omega < 0$ (т. е. затухающие волны), получим

$$\begin{aligned} \tilde{f}(v, x, t) = & -i \frac{eX}{m} \cdot \frac{f'_0}{\kappa v - \omega} e^{i(\kappa x - \omega t)} + \\ & + i \frac{eX}{m} \cdot \frac{C_0 \kappa}{\kappa v - \omega} e^{i\kappa(x - vt)}, \end{aligned} \quad (7.37)$$

где C_0 — постоянная величина. Дисперсионное соотношение для таких затухающих волн принимает вид

$$\left(\frac{\kappa}{\omega_0}\right)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f'_0(v)}{v - \frac{\omega}{\kappa}} dv + 2\pi i \kappa C_0. \quad (7.38)$$

Таким образом, для любого заданного вещественного значения κ (т. е. любой длины волны) возможна любая величина ω (т. е. любая частота) с отрицательной мнимой частью при единственном условии, что C_0 , определяемое начальными условиями, было выбрано соответствующим образом.

Если теперь предположить, что \tilde{f} изменяется аналогично X в пространстве и во времени, то из уравнения (7.37) следует, что $C_0 = 0$. Этот случай был рассмотрен Власовым, Бомом и Гроссом, в уравнении (7.38) остается только первый член в правой части, который интегрируется по частям и сводится к уравнению (7.33).

В уравнении (7. 37) второй член является добавлением в виде

$$\frac{C_0 X}{v - \frac{\omega}{\kappa}} \cdot \cos \kappa(x - vt) \quad (7. 39)$$

к переменной составляющей распределения, принятой Власовым, Бомом и Гроссом, которая теперь распространяется со скоростью электронов v .

Если выбрать значение ω с положительной мнимой ($Im \omega > 0$, соответствующее нарастанию волн), тогда можно показать, что добавочный член равен нулю и что дисперсионное соотношение опять является аналогичным уравнению (7. 38) при $C_0 = 0$, полученному Бомом и Гроссом. Следовательно,

только тот компонент \tilde{f} , который изменяется подобно электрическому полю, т. е. по закону $e^{i(\kappa x - \omega t)}$, может играть некоторую роль в поддержании нарастающих волн в плазме, но такие волны всецело определяются равновесным характером плазмы независимо от начальных условий. Однако общее дисперсионное отношение для нарастающих волн

$$\left(\frac{\kappa}{\omega_0}\right)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f'_0(v)}{v - \frac{\omega}{\kappa}} dv \quad (7.40)$$

не имеет решения, а следовательно, нарастающие волны возникать не могут, за исключением некоторых особых видов функции распределения по скоростям f_0 . Изотропные максвелловские распределения не удовлетворяют таким требованиям и всегда приводят к затухающим волнам, за исключением частного решения $\omega = \omega_0, \kappa = 0$ (т. е. простейшего уравнения Ленгмюра — Тонкса, описывающего колебания, а не волны). В общем затухающие волны существуют всегда, а нарастающие или незатухающие волны не существуют или встречаются очень редко.

Здесь следует отметить, что эти результаты описывают затухание во времени, так как κ считается вещественным и относится к какому-то моменту времени t после возмущения. Допуская ω вещественным, κ комплексным, можно найти аналогичные результаты относительно распространения в пространстве возмущения, которое постоянно генерируется во времени в точке $x=0$ (см. стр. 277). Некоторые из этих результатов приведены на рис. 7. 2.

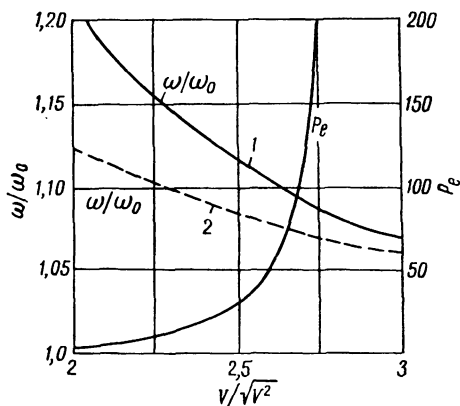


Рис. 7. 2. Затухание волны в плазме (без соударений). P_e — число периодов, за которые интенсивность волн уменьшается в e раз:

1 — по данным Берца [21]; 2 — по данным Бомы и Гросса [20].

Выводы из дисперсионных соотношений

Краткое изложение и сравнение результатов различных авторов было сделано Ван Кампеном [22]. Сначала рассмотрим уравнение переноса Больцмана в его полном виде, а также уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} \mathbf{X} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{столкн}}; \quad (7.41)$$

$$\text{div } \mathbf{X} = 4\pi e \int [f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - f_0(\mathbf{v})] d\mathbf{v} = 4\pi e (n - n_0), \quad (7.42)$$

где f_0 , n_0 — равновесные распределения и плотность; f связано с мгновенным значением плотности частиц $n(\mathbf{r}, t)$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} = n. \quad (7.43)$$

Член $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{столкн}}$ учитывает эффекты, создаваемые столкновениями с тяжелыми ионами или незаряженными частицами, все близкодействующие силы, а также действие, оказываемое на электрон быстрыми флуктуациями локального поля X , вызываемыми движением соседних частиц.

Существуют два предельных случая. Первый — когда столкновения происходят очень часто и быстро устанавливается локальное равновесие так, что функция распределения по скоростям имеет равновесную форму в каком-то элементе объема все время (например, максвелловское). Свойства плазмы в этом случае описываются макроскопическими уравнениями гидродинамики. Например, для одномерного случая интегрирование уравнения (7.41) приводит к уравнению непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n\bar{v}) = 0, \quad (7.44)$$

так как столкновения не влияют на концентрацию (правая часть равна нулю).

Аналогично можно получить соответственно уравнение сохранения импульса и энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n\bar{v}) + \frac{\partial}{\partial t} (n\bar{v}^2) - \frac{e}{m} X n = 0; \quad (7.45)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (n\bar{v}^2) + \frac{\partial}{\partial t} (n\bar{v}^3) - \frac{e}{m} X n\bar{v} = 0. \quad (7.46)$$

Это максвелловские уравнения переноса [23]. Если всюду допустить максвелловское распределение по скоростям со средней скоростью u

$$f(x, v, t) = n \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} e^{-\frac{1}{2} m(v-u)^2/kT}, \quad (7.47)$$

то для нахождения неизвестных величин n , u и T получим достаточное число уравнений. Все средние значения v зависят только от u и от T :

$$\bar{v} = u; \quad \bar{v^2} = u^2 + \frac{kT}{m}; \quad \bar{v^3} = u^3 + 3u \frac{kT}{m}. \quad (7.48)$$

Чтобы получить решения этих уравнений в виде плоских волн, допустим $n = n_0 + \tilde{n}$; $T = T_0 + \tilde{T}$ и учтем лишь первые степени малых возмущений \tilde{n} , \tilde{T} от равновесных значений n_0 , T_0 . Такой метод решения был принят Томсоном, а также в более общей и сложной теории Бейли [24], куда было включено влияние статического электрического и магнитного полей. Однако Бейли и Томсон допускали $\tilde{T} = 0$ и, таким образом, не прибегали к уравнению сохранения энергии. Ван Кампен показал, что такое предположение приводит к несогласованности уравнений, так как согласно газовым законам флуктуации плотности и температуры связаны между собой. Такое приближение эквивалентно предположению о том, что локальные сжатия и разрежения носят изотермический, а не адиабатический характер, и оно приводит к ошибочному результату

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \frac{kT}{m} \kappa^2, \quad (7.49)$$

в то время как полное решение в виде плоских волн имеет вид

$$\omega^2 = \omega_0^2 + 3 \frac{kT}{m} \kappa^2, \quad (7.50)$$

а в трехмерном случае

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \frac{5}{3} \frac{kT}{m} \kappa^2. \quad (7.51)$$

Следует подчеркнуть, что такое решение не является альтернативным по отношению к точным методам, использованным Ландау, Берцом и другими, но оно применимо к совершенно иным физическим условиям, а именно при большом числе соударений за период колебания ($v \gg \omega$). Следовательно, сходство между уравнением (7.50) и результатами Власова, Бома и Гросса является чисто случайным.

Интересно отметить, что Пиддингтон [25] с помощью метода, аналогичного методу Бейли, но пренебрегая дрейфовыми токами (пользуясь максвелловскими электромагнитными уравнениями и уравнениями переноса), доказал, что в ионизованной среде могут распространяться четыре типа волн (результатирующим уравнением является уравнение четвертой степени относительно ω^2). Два типа таких волн сводятся к обыкновенным и необыкновенным волнам обычной магнитной ионной теории (см. гл. 5),

третий тип — электростатические волны Тонкса — Ленгмюра и четвертый — магнитогидродинамические звуковые волны, создаваемые движением положительных ионов.

Второй предельный случай возникает, когда соударения настолько редки, что флуктуации создаются благодаря дальнедействующим электростатическим силам. В этом случае можно совершенно пренебречь членом $(\partial f/\partial t)_{\text{столкн}}$, а основную роль в развитии волн играют локальные изменения в функции распределения по скоростям. Детально решения уравнений Больцмана и Пуассона обсуждали раньше, строго говоря, они не дают какого-либо особого дисперсионного соотношения, а описывают затухающие, незатухающие и нарастающие волны в зависимости от начальных условий, а также от вида функции распределения электронов по скоростям. В некоторых приближенных случаях необходимо постулировать распределение с отсечкой по скоростям, т. е. функцию распределения, в которой отсутствуют электроны, скорость которых превышает $v_{\text{макс}}$. Теория показывает в этом случае, что для любой длины волны λ можно получить любую произвольную частоту f при условии, что фазовая скорость

$f\lambda = \frac{\omega}{k}$ меньше $v_{\text{макс}}$. Этого следует ожидать из физических

соображений, так как любое заданное возмущение (например, флуктуация плотности) может распространяться с определенной фазовой скоростью благодаря его связи с некоторой группой частиц, обладающих точно такой же скоростью в нужном направлении. Таким образом, возмущение будет полностью перемещаться. Практически осуществить это невозможно, за исключением специально подобранных пучков; в процесс возмущения оказываются вовлеченными электроны с совершенно различными скоростями, и каждая отдельная группа электронов с определенной скоростью переносит свой компонент, в результате чего возмущение распространяется в пространстве. Это обычно приводит к затухающим волнам, а в исключительных случаях, когда распределение скоростей таково, что возникают благоприятные фазы для развивающихся возмущений, — и к нарастающим волнам. Однако, как подчеркивает Ван Кампен, решениями, доступными физическому наблюдению, остаются только те, которые обладают устойчивой периодичностью в течение достаточно длительного времени, и они подчиняются дисперсионному соотношению (7. 50), как было найдено Власовым, Бомом и Гроссом.

Многие экспериментальные наблюдения подтверждают эти результаты. Плазменные волны были обнаружены в узкой полосе частот [5, 26], близкой к ω_0 ; следует помнить, что член $3 \frac{\kappa T}{m} \cdot k^2$

мал по сравнению с ω_0^2 , так что большие изменения длины волны незначительно влияют на наблюдаемую частоту, а также то, что колебания с частотами, сильно отличающимися от ω_0 , быстро затухают. Были обнаружены также флуктуации, охватывающие

широкую полосу частот приблизительно от $\omega_i = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{M}}$ и ниже [8, 27, 28], хотя не совсем ясно, являются ли они ионными волнами, полученными из линейной теории (и следовательно, с малой амплитудой), так как они часто ассоциируются с положительными стратами, которые обладают максимумом и минимумом потенциала, сравнимыми с потенциалом ионизации газа [10].

Амплитуда плазменных колебаний. Нелинейная теория

Учет в уравнениях помимо линейных членов, выражающих отклонение от состояния равновесия, членов более высокого порядка обычно усложняет уравнения. Однако было сделано несколько попыток рассматривать нелинейные уравнения, большинство их сводилось только к исследованию колебаний в плазме, а не к распространению волн. Простое решение нашел Амер [29], беря избыток или недостаток электронов в 1 см^3 $q = n - n_0$ (т. е. \tilde{n}), создаваемый в области с постоянной однородной плотностью положительных зарядов n_0 . Он использовал уравнения непрерывности, Пуассона, а также уравнение движения электрона в локальном электрическом поле и получил точное уравнение

$$\ddot{q} - \frac{\dot{q}^2}{n_0 + q} + \omega_0^2 \left(1 + \frac{q}{n_0}\right) = 0. \quad (7.52)$$

Если пренебречь нелинейными членами, то получим классическое уравнение колебаний плазмы Ленгмюра — Тонкса. Рассмотрим величину a_0 , связанную с амплитудой колебаний, которая определяется соотношением

$$\dot{p}_{t=0} = a_0 \omega_0. \quad (7.53)$$

Точный первый интеграл определил асимметрию колебаний плазмы

$$q_{\text{макс}} = a_0 + \frac{a_0^2}{3n_0}; \quad q_{\text{мин}} = -a_0 + \frac{a_0^2}{3n_0}. \quad (7.54)$$

Дальнейшее приближенное интегрирование дает

$$q = \frac{a_0 \sin \omega t - a_0^2/2n_0}{1 - \frac{1}{n_0} a_0 \sin \omega t}, \quad (7.55)$$

причем связь между частотой и амплитудой имеет вид

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \sqrt{1 - \left(\frac{a_0}{n_0}\right)^2}. \quad (7.56)$$

Голд [30] решает аналогичную задачу для плазмы, через которую проходит ток плотностью

$$j = j_e + j_+ \approx j_e = nev, \quad (7.57)$$

где v — скорость электронов. Для стационарных колебаний изменения локального электрического поля X в пространстве и времени связаны следующим образом:

$$\frac{dX}{dx} = \frac{dX}{dt} \frac{dt}{dx} = \frac{1}{v} \frac{dX}{dt}. \quad (7.58)$$

Если их ввести в уравнения Пуассона и движения электронов, то получим уравнение второго порядка для скорости электронов. Введение их в уравнение (7.58) дает X как функцию времени и, следовательно, интенсивность I волн ($\sim X^2$). Это в свою очередь приводит к выражению

$$I \propto \left(v_0 - \frac{j}{n_+} \right)^2 \frac{4\pi n_+ m}{e}, \quad (7.59)$$

где v_0 — скорость электронов при $t = 0$, а n_+ — равновесная плотность ионов. Никаких предположений относительно нейтральности плазмы здесь не делается. Дальнейшее рассмотрение затрагивает эффекты, возникающие при соударениях, и показывает, что плотная плазма способствует возникновению сильных колебаний при условии, что частота соударений не очень велика. Рассматривается также характер колебаний при наличии магнитного поля. Показано, что если через плазму проходят небольшие токи, то увеличение магнитного поля увеличивает амплитуду колебаний до насыщения. Однако при больших токах сильное магнитное поле уменьшает амплитуду колебаний, причем такие эффекты возникают при приближении циклотронной частоты к плазменной и при ее превышении ($\omega_H \gtrsim \omega_0$). Следует отметить, что если электроны движутся с релятивистскими скоростями, то изменение их массы со скоростью приводит к зависимости амплитуды от частоты [31]. Простейшим уравнением движения является следующее:

$$\ddot{p} + \frac{\omega_0^2}{\sqrt{1 + \frac{p^2}{mc^2}}} p = 0, \quad (7.60)$$

где p — импульс электрона. Более общее исследование нелинейных эффектов дано советскими учеными [32, 33], а также Старроком [55] и Даусоном [56]. Последние рассматривали мелко-масштабные процессы, когда амплитуда колебания электронов сравнима с длиной волны.

Колебания в электронных пучках. Пучки в плазме

Мерилл и Уэбб [34] впервые указали на то, что в обычном электронном пучке могут возникать колебания. Им удалось показать с помощью зондовых измерений, что электроны, выходящие из катода дугового разряда, рассеиваются в очень узкой области (доли миллиметра). Они обнаружили, что быстрые электроны потока в удаленной от катода части области обладают максвелловским распределением по энергиям (средняя энергия ~ 4 эв), наложенным на первичную энергию быстрых электронов, испускаемых катодом. С помощью кристаллического детектора было обнаружено присутствие очень устойчивых колебаний в плазме (с частотой около ω_0) в этой области (аналогичный разброс скоростей в первоначально однородных пучках еще раньше заметили Ленгмюр и Мотт-Смит [35], а также Диттмер [36]). Следует отметить, что такой разброс заключается главным образом в модуляции скорости электронов в их первоначальном направлении благодаря флуктуациям потенциала вдоль пучка, но не является рассеянием по направлениям, создаваемым столкновениями [37—40]. Некоторые электроны на анодной стороне области рассеяния имеют большую энергию, чем на катодной стороне, хотя их средняя энергия в общем остается неизменной. Ясно, что колебания пространственного заряда и связанная с ними потенциальная волна поддерживаются кинетической энергией проходящих электронов.

Теория таких волн была разработана Гаевым [41] и независимо от него Пирсом [42], причем первый изучал только электронные пучки, а второй — влияние положительных ионов. Так как нас интересуют лишь флуктуации пространственного заряда, то для получения результата это не имеет никакого значения. Гаев рассматривал вначале два электронных пучка с плотностями n_1 и n_2 , скоростями v_1 и v_2 и плотностями тока j_1 и j_2 соответственно. Полные плотности ρ и j являются суммой двух компонентов. Основными уравнениями (в одномерном случае) являются:

уравнение Пуассона

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 4\pi ne; \quad (7.61)$$

уравнение сохранения электрического заряда

$$\frac{\partial j}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (ne) \quad (7.62)$$

и уравнение движения электрона

$$e \cdot \text{grad } V = m \frac{dv}{dt} = m \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right). \quad (7.63)$$

Их отдельно применяют к двум пучкам и ищут взаимосогласующиеся периодические решения следующего вида:

$$V = V_0 e^{i(\kappa x - \omega t)}. \quad (7.64)$$

В результате получают дисперсионное соотношение

$$\frac{\omega_1^2}{(\omega - v_1 \kappa)^2} + \frac{\omega_2^2}{(\omega - v_2 \kappa)^2} = 1, \quad (7.65)$$

где ω_1 и ω_2 — плазменные частоты двух пучков, которые можно выразить как

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{4\pi e^2 n_{1,2}}{m}. \quad (7.66)$$

Такой результат можно получить для любого числа параллельных пучков различных скоростей.

Можно показать, что в определенных пределах решение уравнения (7.65) для вещественных значений ω приводит к комплексным значениям κ . Некоторые из них имеют отрицательную мнимую часть, которая, как это следует из уравнения (7.64), указывает на наличие бегущей волны, амплитуда которой увеличивается экспоненциально в направлении x . Известно, что малые колебания соответствующей частоты усиливаются вдоль электронных пучков и существует хорошее согласие между экспериментально наблюдаемым усилением в пучках и приведенным здесь анализом. Однако применять эти теоретические результаты необходимо с осторожностью, потому что, как подчеркнул Твисс [19], введение вещественного κ дало бы комплексное решение ω , а это указывает на то, что определенное периодическое пространственное распределение обладает быстро возрастающей во времени амплитудой (т. е. неустойчиво), а это, как известно, не происходит. Правильное решение, описывающее физически возможную картину, можно получить, если в уравнение (7.65) ввести граничные условия.

Колебания в таких пучках создаются при периодическом переходе кинетической энергии групп электронов в потенциальную энергию электрических полей, связанных с флуктуациями пространственного заряда, причем сами электроны то ускоряются, то замедляются.

Естественно сделать предположение об использовании этого механизма как средства для возбуждения колебаний в обычной нейтральной плазме, особенно благодаря тому, что ионы создают стационарный фон для быстро движущихся электронов, отдельные группы которых можно одновременно рассматривать как параллельные пучки. Несколько авторов теоретически исследовали процессы, происходящие, когда пучок частиц (обычно электронов) вводится в область, содержащую частицы противоположного знака, или в нейтральную плазму. Бунеман [43] изучил первый случай, рассматривая его как пример колебаний двух потоков — электрон-

ного и ионного. Он пришел к выводу, что в результате создается турбулентная плазма, в которой колебания поддерживаются за счет энергии, соответствующей средней скорости электронного потока, причем происходит уменьшение электрической проводимости и увеличение потерь энергии в результате тормозного излучения, чего нельзя было ожидать, исходя из обычной теории упругих соударений. С другой стороны, Ауэр [44], развивая результаты, полученные Ландау и Берцом для полностью ионизованной плазмы, показал, что любое распределение по скоростям, обладающее единственным максимумом, независимо от симметрии устойчиво в том смысле, что в результате возникают лишь затухающие волны. Он показал, что плазма, через которую течет направленный ток с плотностью j , является, безусловно, устойчивой при условии, что

$$j \leq n_0 e f \left(\frac{M}{m} \right) \sqrt{\frac{2kT}{M_+}}, \quad (7.67)$$

где M — масса иона; n_0 — равновесная плотность; $f(M/m)$ — функция порядка единицы. Из этой формулы следует, что для обеспечения устойчивости дрейфовая скорость электронов должна быть меньше беспорядочной тепловой скорости ионов. Аналогичные рассуждения показывают, что любая функция распределения электронов по скоростям, обладающая двумя максимумами, приводит (хотя и необязательно) к электростатическим неустойчивостям. Приведенная выше простая физическая картина затухания Ландау предполагает, что волны с фазовыми скоростями, находящимися в области поднимающейся части кривой функции распределения, должны усиливаться. Приведет ли это к неустойчивости, зависит от того, до какой степени будет продолжаться усиление перед тем, как начнут сказываться нелинейные эффекты или граничные условия. Здесь опять следует провести разграничение между усилениями во времени и пространстве (комплексные ω и k соответственно), значение которых подробно обсуждал Старрок [45].

Очевидно, что анализ этих проблем имеет огромное значение для изучения термоядерной плазмы, особенно при наличии пучков быстрых (убегающих) электронов, а также возможного влияния колебаний на диффузию частиц в магнитных полях.

Лучина [46] по-другому объясняет колебания в плазме, через которую течет большой ток. Она считает, что если для электронов $v_{\text{дрейф}} > v_{\text{тепов}}$, то пространственная периодичность потенциала, плотность электронов и т. д. возникают, если только средний свободный пробег электронов превышает дебаевский радиус экранирования ($\lambda_e > \lambda_D$).

В настоящее время еще мало соответствия между этими теориями и экспериментальными результатами. Несомненно, колебания плазмы возникают в обычных разрядах низкого давления при прохождении электронных пучков [47—50], но некоторые

исследования показывают, что они возникают, когда пучок проходит через пограничный слой, а не через «бесконечную» плазму, как предсказывает теория. Другие авторы считают, что наличие слоя не является обязательным [48]. В сильно ионизованной плазме наличие таких колебаний, как было показано, действительно очень быстро отбирает энергию от пучка [51]. Предполагают, что это происходит из-за деления всего пучка на пакеты, например по N электронов; потеря энергии пропорциональна $(Ne)^2$ и поэтому является для каждой частицы в N раз большей, чем в однородном пучке.

Магнитогидродинамические волны

Существует другой тип волнового движения, который не относится ни к обычному электромагнитному, ни к продольному электростатическому типу волн. Такие волны возникают, когда ионизованная среда находится в постоянном магнитном поле. Заряженные частицы благодаря своему спиральному движению вокруг силовых линий поля можно рассматривать как «привязанные» к ним, в то же время силовые линии поля имеют продольное натяжение T , равное $\mu H^2/4\pi$. Эти линии подобны натянутым струнам, нагруженным массой $\rho = nM$ на единицу длины (M — масса ионов, так как массой электронов можно пренебречь). Таким образом, существует вероятность возникновения поперечных волн, распространяющихся с фазовой скоростью:

$$v_A = \sqrt{\frac{\mu H^2}{4\pi n M}} \quad (\text{скорость Альфвена}). \quad (7.68)$$

Понятие о таких волнах ввел Альфвен [3], а точную теорию их разработал Уален [52]. Эти волны существуют в жидких металлах, а недавно удалось измерить их скорость и затухание в сильно ионизованных газах [53, 54].

Колебания плазмы в магнитных полях

При наличии магнитного поля появляется возможность для возникновения разнообразных по форме колебаний благодаря совместному действию пространственного заряда и электродинамических сил, возникающих между локальными осциллирующими токами и приложенным магнитным полем. Кроме этого вращение заряженных частиц вокруг силовых линий магнитного поля приводит к характерным резонансным процессам. Математическое описание этих явлений дали несколько авторов, одни [2, 24, 25, 64—68] пользовались гидродинамическими приближениями или уравнениями переноса, другие [57—63] использовали уравнение Больцмана для функции распределения при наличии силы Лоренца $\frac{e}{m} \left(\mathbf{X} + \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{H}}{c} \right)$, пренебрегая при этом соударениями.

Общие решения сложны, но для определенной области частот, плотности плазмы и магнитного поля они приводятся к более простому виду. Эти пределы могут быть определены с помощью некоторых характеристических частот и длин. Угловые частоты:

$$\left. \begin{aligned} \text{электронная плазменная частота} \quad \omega_0 &= \sqrt{\frac{\pi n e^2}{m}}; \\ \text{ионная плазменная частота} \quad \omega_i &= \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{M}}; \\ \text{электронная циклотронная ча-} \quad \omega_{ce} &= \frac{eH_0}{mc}; \\ \text{стота} \\ \text{ионная циклотронная частота} \quad \omega_{ci} &= \frac{eH_0}{Mc}, \end{aligned} \right\} (7. 69)$$

где H_0 — постоянное магнитное поле. Эти частоты необходимо сравнить с ω — угловой частотой плазменной волны, последняя записывается в виде $e^{i(kr - \omega t)}$ (в этом разделе мы используем обозначения, которые недавно стали наиболее распространенными в данной области, хотя, к сожалению, они не стандартизированы. Так ω_0 соответствует ω_p , как это делают некоторые авторы, а ω_{ce} — ω_H , как это сделано в гл. 4 и 5). Как будет видно в дальнейшем, большое значение имеют некоторые «гибридные» частоты, подобно $\omega_1 = \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$. Важными величинами являются также

$$\left. \begin{aligned} \text{дебаевский радиус экранирования} \\ \lambda_D = \sqrt{\frac{kT}{8\pi n e^2}} \approx \sqrt{\frac{kT}{m\omega_0^2}}; \\ \text{ларморовский радиус вращения электрона} \\ \rho_e = v \frac{mc}{eH_0} \approx \sqrt{\frac{kT_e}{m\omega_{ce}^2}}; \\ \text{ларморовский радиус вращения иона} \\ \rho_i = v_i \frac{Mc}{eH_0} \approx \sqrt{\frac{kT_i}{M\omega_{ci}^2}}. \end{aligned} \right\} (7. 70)$$

Эти радиусы нужно сравнивать с длиной плазменной волны $\lambda = 2\pi/k$, где k — волновой вектор. Необходимо также различать продольные и поперечные волны, в которых электрическое поле направлено соответственно вдоль или поперек направления распространения волны. Продольные колебания представляют собой при высокой частоте электронные импульсные колебания

или волны, а при низких частотах — ионнозвуковые волны (магнитноакустические волны) или ионные волны, распространяющиеся со скоростью альфвеновских волн в зависимости от того, создается ли уравновешивающая сила газокINETическим давлением окружающих частиц или магнитным давлением. Поперечные колебания представляют собой простое вращение частиц поперек силовых линий магнитного поля, причем электромагнитные волны создаются электронами, а магнитогидродинамические (волны Альфвена) — тяжельми ионами. Во всех теориях предполагают, что внешнее магнитное поле не меняется на характеристических длинах, и большинство работ относится к однородной нейтральной плазме, состоящей из n ионов и электронов в 1 см^3 в однородном поле.

Ниже приводятся некоторые простые дисперсионные формулы, полученные различными авторами; нетрудно заметить, что результаты, хотя выражены в различных формах и получены различными методами, согласуются между собой. Сначала рассмотрим высокочастотные колебания, в которых движением положительных ионов можно пренебречь. θ — угол между направлением распространения волны и H_0 .

*Тепловое движение отсутствует.
Продольные колебания*

Полное уравнение имеет следующий вид:

$$\omega^2 = \frac{1}{2} (\omega_0^2 + \omega_{ce}^2) \pm \sqrt{(\omega_0^2 + \omega_{ce}^2)^2 - 4\omega_0^2\omega_{ce}^2 \cos^2 \theta}. \quad (7.71)$$

Поскольку нет зависимости от волнового числа k , то групповая скорость $d\omega/dk$ равна нулю, а следовательно, отсутствует и распространение. Данное уравнение описывает лишь колебания, но не волны.

$$\begin{array}{l} \text{а. Если } \theta = 0, \text{ то} \\ \left. \begin{array}{l} \omega = \omega_0 \\ \text{и } \omega = \omega_{ce}. \end{array} \right\} \end{array} \quad (7.72)$$

Первое значение, безусловно, представляет плазменные колебания Ленгмюра — Тонкса и так как осцилляция электронов происходит вдоль H_0 , то магнитное поле не влияет на это движение. Второе значение представляет простое вращение электронов поперек силовых линий магнитного поля; физически очевидно, что эти два движения не зависят друг от друга.

б. Когда $\theta = \pi/2$, то из уравнения (7.71) получаем

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_{ce}^2. \quad (7.73)$$

Здесь линейные и круговые движения происходят в одной плоскости и связаны между собой, так как уравновешивающая сила

создается электростатическим полем, возникающим благодаря разделению зарядов, и электродинамической силой $\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}_0$. Электронное облако движется по эллипсу перпендикулярно к H_0 .

Для любого произвольного направления θ уравнение (7.71) приводит к простым предельным результатам.

в. Если $\omega_0 \gg \omega_{ce}$, т. е. при плотной плазме или слабом магнитном поле,

$$\left. \begin{aligned} \omega^2 &= \omega_0^2 + \omega_{ce}^2 \sin^2 \theta \\ \text{и} \\ \omega^2 &= \omega_{ce}^2 \cos^2 \theta \left(1 - \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_D^2} \right) \approx \omega_{ce}^2 \cos^2 \theta. \end{aligned} \right\} \quad (7.74)$$

г. Если $\omega_{ce} \gg \omega_0$, т. е. в случае плазмы малой плотности или сильного магнитного поля,

$$\left. \begin{aligned} \omega^2 &= \omega_{ce}^2 + \omega_0^2 \sin^2 \theta \\ \text{и} \\ \omega^2 &= \omega_0^2 \cos^2 \theta \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_{ce}^2} \right) \approx \omega_0^2 \cos^2 \theta. \end{aligned} \right\} \quad (7.75)$$

Уравнения (7.74) выражают преобладание сил электрического происхождения, возникающих благодаря разделению зарядов, над электродинамической силой. Электрическое поле приводит к быстрым колебаниям электронов в направлении распространения волны — по линии \mathbf{k} , наклоненной под углом θ к H_0 , — и почти полностью определяет скорость v электронов как по величине, так и по направлению. Лоренцова сила $\mathbf{v} \cdot \mathbf{H}_0$, таким образом, равна $v_0 H \sin \theta$, а отсюда электроны вращаются так, как если бы на них действовало только поле $H_0 \sin \theta$. Вращение электронов в плоскости, определяемой вектором \mathbf{k} и перпендикулярной к плоскости, определяемой \mathbf{k} и H_0 , происходит по эллипсу с частотой $\sqrt{(\omega_0^2 + \omega_{ce}^2 \sin^2 \theta)}$. В плоскости, перпендикулярной к \mathbf{k} , частота колебания близка к $\omega_{ce}^2 \cos^2 \theta$ и не зависит от ω_0 . Таким образом, эти две частоты относятся к продольным и поперечным колебаниям.

Из уравнения (7.75) видно, что действие электростатических сил незначительно. Первое уравнение выражает поперечное вращение электронов вокруг силовых линий поля, второе — продольные колебания плазмы. Здесь член $\cos \theta$ показывает, что частицы «привязаны» к силовым линиям поля; смещение ξ заряда вдоль \mathbf{k} приводит к разделению двух слоев, а также к уравновешивающему электрическому полю, которое при отсутствии магнитного поля создавалось бы только смещением $\xi \cos \theta$.

*Небольшое тепловое движение (низкая температура).
Продольные волны*

1. Предположим, что $\omega^2 \gg \omega_{ce}^2$; $\omega^2 \gg \frac{kT}{m} \kappa^2$, т. е. преобладают электростатические эффекты, а ω/κ — фазовая скорость волны намного больше теплового движения ионов; тогда

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_{ce}^2 \sin^2 \theta + 3 \frac{kT}{m} \kappa^2. \quad (7.76)$$

Это уравнение можно свести к уравнению (7.74), когда $T = 0$, но следует заметить, что так как было введено ограничение $\omega^2 \gg \frac{kT}{m} \kappa^2$ для получения приведенного выше уравнения (7.76), то последнее справедливо лишь при малых κ , т. е. при больших длинах волн. Когда магнитное поле стремится к нулю, уравнение (7.76) можно свести к уравнению (7.34).

2. Если плазма находится в настолько сильном магнитном поле, что дебаевский радиус экранирования намного превышает ларморовский радиус электронов, то дисперсионное соотношение для длин волн, намного больших, чем оба эти характерных размера (т. е. $\kappa^2 \rho_e^2 \ll \kappa^2 \lambda_D^2 \ll 1$, следовательно $\omega_{ce} \gg \omega_0$), имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \omega_0^2 \cos^2 \theta \left(1 - \frac{\rho_e^2}{\lambda_D^2} + 3\kappa^2 \lambda_D^2 \right) \approx \\ &\approx \omega_0^2 \cos^2 \theta \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_{ce}^2} \right) + 3 \frac{kT}{m} \kappa^2 \cos \theta. \end{aligned} \quad (7.77)$$

При $I = 0$ последнее выражение можно свести к уравнению (7.75), и если магнитное поле параллельно волновому вектору ($\theta = 0$), то характер колебаний будет почти таким же, как и при отсутствии магнитного поля. С физической точки зрения это вполне логично, так как за один период колебания электроны совершают много оборотов вокруг силовых линий магнитного поля.

3. Для волны, распространяющейся перпендикулярно магнитному полю, дисперсионное уравнение можно решить с помощью табулированных функций. Это решение, предложенное Бернштейном, имеет следующий вид:

$$1 + \kappa^2 \lambda_D^2 = \frac{\int_0^{2\pi} e^{\left[-i \frac{\omega}{\omega_{ce}} y - \kappa \rho_e^2 (1 - \cos y) \right]} dy}{1 - e^{-i2\pi\omega/\omega_{ce}}}. \quad (7.78)$$

Интересно отметить, что когда ω/ω_{ce} целое число, знаменатель обращается в нуль. Если изобразить дисперсионную кривую $\kappa = f(\omega)$, то она будет иметь вертикальные асимптоты при частотах ω_{ce} , $2\omega_{ce}$, $3\omega_{ce}$ и т. д. Следовательно, при этом $d\omega/d\kappa$ равно нулю, отсутствует групповая скорость и волна не распространяется. В холодной плазме ($T = 0$) аналогичные явления происходят лишь при точно кратных значениях ω_{ce} ; при наличии теплового движения в спектре появляются узкие области (ширина которых пропорциональна kT), продольные электронные волны этих частот не будут распространяться перпендикулярно H_0 .

Общее движение электронов и ионов

Полное дисперсионное соотношение, учитывающее тепловые движения и совместное движение электронов и ионов, можно выразить лишь в матричной форме, так как свойства плазмы не являются изотропными при наличии магнитного поля. Некоторыми предварительными условиями являются:

1. $\theta = 0$, $T = 0$, т. е. распространение вдоль магнитного поля, когда направленная скорость намного превышает тепловую скорость. Тогда дисперсионное уравнение имеет вид

$$\left[c^2 \kappa^2 - \omega^2 + \frac{\omega \omega_i^2}{\omega + \omega_{ci}} + \frac{\omega \omega_0^2}{\omega - \omega_{ce}} \right] \times \\ \times \left[c^2 \kappa^2 - \omega^2 + \frac{\omega \omega_i^2}{\omega - \omega_{ci}} + \frac{\omega \omega_0^2}{\omega + \omega_{ce}} \right] [\omega_0^2 + \omega_i^2 - \omega^2] = 0. \quad (7.79)$$

Одним из его решений является

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_i^2. \quad (7.80)$$

Таковы колебания плазмы с учетом движения ионов. Из остающихся решений можно выделить две предельные группы: волны, обладающие фазовыми скоростями, близкими к c ($\omega/\kappa \sim c$, т. е. $\omega^2 \sim c^2 \kappa^2$), и волны, значительно более медленные ($\omega^2 \ll c^2 \kappa^2$, также $\omega^2 \ll \omega_{ci}^2$). В первой группе движение ионов не существенно и два первых члена в уравнении (7.79) можно объединить в уравнение

$$\omega^2 = c^2 \kappa^2 + \frac{\omega \omega_0^2}{\omega \pm \omega_{ce}}. \quad (7.81)$$

Оно представляет две электромагнитные волны, поляризованные по кругу в противоположных направлениях; знак минус обозначает необыкновенную волну, когда электроны и вектор электрического поля вращаются в одном направлении.

Решение для области низких частот может быть найдено с помощью любого из двух множителей в уравнении (7.79). Например,

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \frac{\omega \omega_i^2}{\omega_{ci}} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ci}} + \dots \right) + \frac{\omega \omega_0^2}{\omega_{ce}} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_{ce}} + \dots \right). \quad (7.82)$$

Учитывая, что $\frac{\omega_i^2}{\omega_{ci}} = \frac{\omega_0^2}{\omega_{ce}}$ и пренебрегая малыми членами, находим

$$\omega^2 \left(1 + \frac{\omega_i^2}{\omega_{ci}^2} \right) - 2\omega \frac{\omega_i^2}{\omega_{ci}} = c^2 k^2. \quad (7.83)$$

Так как найдено решение, для которого $\omega \ll ck$ и первый член преобладает, то следовательно,

$$v_{\text{фаз}} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{4\pi n M c^2}{H_0^2}}} \approx \frac{H_0}{\sqrt{4\pi n M}}. \quad (7.84)$$

Это волна Альфвена, и уравнение показывает, что она подобна электромагнитной волне, проходящей через среду, у которой диэлектрическая постоянная изменяется от 1 до $1 + \frac{\omega_i^2}{\omega_{ci}^2}$

благодаря колебанию ионов [сравните с уравнением (5.3)]. Заметим, что коэффициент $\omega_0^2 / \omega_{ci} \omega_{ce}$, который в ряде теорий выступает как параметр, равен c^2 / v_A^2 , т. е. квадрату отношения скорости электромагнитной волны в свободном пространстве к скорости альфвеновской волны.

2. $\theta = \pi/2$, $T = 0$, т. е. распространение перпендикулярно к магнитному полю.

Здесь дисперсионное соотношение, хотя и несложно, но слишком длинно для записи. Низкочастотные решения опять приводят к волнам Альфвена. Для высокочастотной области (пренебрегая движением ионов) общее уравнение можно записать как

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \frac{1}{2} (\omega_{ce}^2 + c^2 k^2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_{ce}^2 - c^2 k^2)^2 + 4\omega_{ce}^2 \omega_0^2}. \quad (7.85)$$

Легко выделить два вида решения: волны с фазовыми скоростями $\omega/k \sim c$ и другие — с более низкой частотой $\omega \sim \omega_0$. Первыми являются электромагнитные волны

$$\omega^2 \approx c^2 k^2 + \omega_0^2 + \frac{\omega_0^2 \omega_{ce}^2}{c^2 k^2}. \quad (7.86)$$

Ко второму типу относятся колебания плазмы

$$\omega^2 \approx \omega_0^2 + \omega_{ce}^2. \quad (7.87)$$

3. $\theta = \pi/2$, $T = 0$ — промежуточные частоты. Для частот в диапазоне от ω_{ci} до ω_{ce} полное дисперсионное соотношение является сложным, но было показано [67], что при гибридной частоте $\omega_1 = \sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$ дисперсионная кривая обладает некоторыми особенностями. Причина этого, как указал Габор, в том, что действие электрического поля в этом диапазоне таково, что заставляет электрон осциллировать с частотой ниже, а ионы выше своих циклотронных частот, так что обе частицы вращаются в фазе. При частоте $\sqrt{\omega_{ce}\omega_{ci}}$ они обладают одинаковой амплитудой, разделение зарядов не происходит, поэтому амплитуда колебания может стать очень большой. Волны с такой частотой не распространяются.

4. Продольные ионные колебания. Такие колебания могут быть получены из теории лишь при наличии теплового движения, в частности теплового движения электронов, которые быстро приходят в равновесие в электрическом поле, создаваемом движением ионов. Возвращающие силы в этом случае создаются благодаря натяжению силовых линий магнитного поля при движении частиц, а также благодаря газокINETическому давлению соседних ионов. Гидродинамическое приближение приводит к выражению

$$v_{\text{фаза}}^2 = v_A^2 + 2\gamma \frac{kT}{M} \left(1 - \frac{v_A^2}{c^2} \right). \quad (7.88)$$

В сильных магнитных полях такие волны подобны магнитогидродинамическим волнам, в то время как в слабых полях или при высоких температурах они подобны звуковым волнам. T здесь относится к электронной температуре [см. уравнение (7.23)]. Обзор различных типов распространения высокочастотных волн в ионизованном газе в магнитных полях недавно сделал Браун [69].

ЛИТЕРАТУРА

1. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
2. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
3. Альфвен Х. Космическая электродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
4. Appleton E. V. and Webb A. G. D. Philos. Mag., **45**, 879 (1923).
5. Penning F. M. Nature, Lond., **118**, 301 (1926); Physica, **6**, 241 (1926).
6. Clay R. E. Philos. Mag., **50**, 985 (1925).
7. Webb J. S. and Pardue L. A. Phys. Rev., **31**, 1122 (1928); **32**, 946 (1928).
8. Donahue T. and Dieke G. H. Ibid., **81**, 248 (1951).
9. Emelius K. G. Nuovo cimento (Suppl.), **3**, 490 (1956).
10. Francis G. In Handbuch der Physik, Vol. 22; Heidelberg: Springer, 1956.

11. G a b o r D. Brif. J. Appl. Phys., **2**, 209 (1951).
12. T o n k s L. and L a n g m u i r I. Phys. Rev., **33**, 195 (1929).
13. D e b y e P. and H ü c k e l E. Z. Phys., **24**, 185, 305 (1923).
14. T h o m s o n J. J. and T h o m s o n G. P. Conduction of Electricity through Gases Vol. 2, 2nd edn; London: Cambridge University Press, 1933.
15. В л а с о в А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **8**, 291 (1938).
16. V l a s o v A. J. Phys., Moscow, **9**, 25 (1945).
17. E s c k e r G. Z. Phys., **140**, 274, 293 (1955); **141**, 294 (1955).
18. L a n d a u L. J. Phys., Moscow, **10**, 25 (1946).
19. T w i s s R. Q. Phys. Rev., **88**, 392 (1952).
20. Б о м Д., Г р о с с Е. Проблемы современной физики. Вып. 11. М., Изд-во иностр. лит., 1952, стр. 7.
21. Б е р ц Ф. В сб. «Колебания сверхвысоких частот в плазме». М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 134.
22. В а н К а м п е н Н. Г. В сб. «Колебания сверхвысоких частот в плазме». М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 37—57.
23. J e a n s J. H. Dynamical Theory of Gases; London: Cambridge University Press, 1925.
24. B a i l e y V. A. Phys. Rev., **78**, 428 (1950).
25. P i d d i n g t o n J. H. Philos. Mag., **46**, 1037 (1955).
26. A r m s t r o n g E. B. and E m e l e u s K. G. Proc. Instn Elect. Engrs, **96** (Pt. 3), 390 (1949).
27. C o b i n e J. D. and G a l l a h e r C. J. Appl. Phys., **18**, 110 (1947).
28. M a r t i n H. and W o o d s H. A. Proc. Phys. Soc. Lond., **B65**, 281 (1952).
29. А м е р С. В сб. «Колебания сверхвысоких частот в плазме». М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 291.
30. G o l d L. Ibid., **4**, 219 (1958).
31. А х и е з е р А., П о л о в и н Р. «Докл. АН СССР», **80**, 193 (1951).
32. П о л о в и н Р. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 354 (1956).
33. П о л о в и н Р. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **30**, 915 (1956).
34. M e r r i l l H. J. and W e b b H. W. Phys. Rev., **55**, 1191 (1939).
35. L a n g m u i r I. and M o t t - S m i t h H. Gen. Elect. Rev., **27**, 449, 538, 616, 762, 810 (1924).
36. D i t t m e r A. F. Phys. Rev., **28**, 507 (1926).
37. E m e l e u s K. G. Appl. Scient. Res. Hague, **B5**, 66 (1955).
38. A l l e n T. K., B a i l e y R. A. and E m e l e u s K. G. Brit. J. Appl. Phys., **6**, 320 (1955).
39. A l l e n T. K. Proc. Phys. Soc. Lond., **A68**, 696 (1955).
40. B a i l e y R. A. and E m e l e u s K. G. Proc. R. Irish Acad., **57**, 53 (1955).
41. H a e f f A. V. Phys. Rev., **74**, 1532 (1948); Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y., **37**, 1 (1949).
42. П и р с Дж. Теория и расчет электронных пучков. М., Изд-во «Советское радио», 1956.
43. В у н е м а н О. Phys. Rev. Letters, **1**, 8 (1958).
44. A u e r P. L. Ibid., **1**, 412 (1958).
45. S t u r g o c k P. A. Phys. Rev., **112**, 1488 (1958).
46. Л у ч и н а А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **28**, 17, 28 (1955).
47. L o o n e y D. H. and B r o w n S. C. Phys. Rev., **93**, 965 (1954).
48. K o j i m a S., K a t o K. and H a g i w a r a S. J. Phys. Soc. Japan, **12**, 1276 (1957).
49. M a h a f f e y D. W., M c C u l l a g h G. and E m e l e u s K. G. Phys. Rev., **112**, 1052 (1958).
50. M a h a f f e y D. W. Electron. Control, **6**, 193 (1959).
51. F e i n b e r g Y. B. et al. Proceedings of the Fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala, 1959.
52. W a l e n C. Ark. Mat. Astr. Fys., **30A**, No. 15 (1944); **33A**, No. 18 (1946).
53. J e p h c o t t D. F. Nature, Lond., **183**, 1652 (1959); Proceedings of the Fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala, 1959.

54. Allen T. K., Baker W. R., Pyle R. V. and Wilcox J. M. Phys. Rev. Letters, **2**, 383 (1959).
55. Старрок. В сб. «Колебания сверхвысоких частот в плазме». М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 245.
56. Dawson J. M. Phys. Rev., **113**, 383 (1959).
57. Гордеев Г. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **23**, 660 (1952).
58. Gross E. P. Phys. Rev., **82**, 232 (1951).
59. Sen H. K. Ibid., **88**, 816 (1952).
60. Ахизер А. И. и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советск. ученых. Т. I. М., Атомиздат, 1959, стр. 184.
61. Bernstein I. V. Phys. Rev., **109**, 10 (1958).
62. Степанов К. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 283, 1155 (1958).
63. Harris E. G. Phys. Rev. Letters, **2**, 34 (1959).
64. Åström E. Ark. Fys., **2**, 443 (1950).
65. Брагинский С. И. «Докл. АН СССР», **115**, 475 (1957).
66. Gold L. J. Electron. Control, **4**, 409 (1958).
67. Auer P. L., Hurwitz H. and Miller R. D. Phys. Fluids, **1**, 501 (1958).
68. Schumann W. O. Z. angew. Phys., **10**, 428 (1958).
69. Brown S. C. Proceedings of the Fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Uppsala, 1959.

Монографии

- Ратклифф Дж. Магнито-ионная теория и ее приложение к ионосфере. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
- Веск А. Н. W. Space Charge Waves; London: Pergamon Press, 1958.

Литература (дополнительная)

- Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Физматгиз, 1960.
- Рухадзе А. А., Силин В. П. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М., Гостомиздат, 1962.
- Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза (труды конференции), АН УССР, Киев, 1963.
- Вопросы теории плазмы. Сб. Вып. 3. М., Гостомиздат, 1963.
- Колебания сверхвысоких частот в плазме. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
- Излучение и волны в плазме. М., Гостомиздат, 1963.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ТАБЛИЦА И КОНФИГУРАЦИЯ

Период	Структура внутренних электронов	Группа						
		Ia	IIa	IIIa	IVa	Va	VIa	VIIa
1		¹ H 1s ¹	¹					
2	1s ²	³ Li 2s ¹	⁷ ⁴ Be 2s ²	⁹				
3	Конфигурация неона 1s ² , 2s ² 2p ⁶	¹¹ Na 3s ¹	²³ ¹² Mg 3s ¹	Переходные элементы				
4	Конфигурация аргона 1s ² , 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶	¹⁹ K 4s ^{1*}	³⁹ ²⁰ Ca 4s ² (4s ² плюс →)	²¹ Sc 3d ¹	⁴⁵ ²² Ti 3d ²	⁴⁹ ²³ V 3d ³	⁵¹ ²⁴ Cr 3d ⁴	⁵² ²⁵ Mn 3d ⁵
5	Конфигурация криптона 1s ² , 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶	³⁷ Rb 5s ^{1*}	⁸⁵ ³⁸ Sr 5s ²	³⁹ Y 5s ² 4d ¹	⁴⁰ Zr 5s ² 5d ²	⁴¹ Nb [†] 5s ¹ 4d ⁴	⁴² Mo 5s ¹ 4d ⁵	⁴³ Tc 5s ¹ 4d ⁶
6	Конфигурация ксенона 1s ² , 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 5s ² 5p ⁶	⁵⁵ Cs 6s ^{1*}	⁵⁶ Ba 6s ² 4f ¹⁴	⁵⁷ до ⁷¹ ряд La плюс →	⁷² Hf 6s ² 5d ²	⁷³ Ta 6s ² 5d ³	⁷⁴ W 6s ² 5d ⁴	⁷⁵ Re 6s ² 5d ⁵
7	Конфигурация радона 1s ² , 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ⁶	⁸⁷ Fr 7s ^{1*}	⁸⁸ Ra 7s ²	Ряд Ac				
<p>Внутренние переходные элементы.</p> <p>Ряд лантанидов: ⁵⁷ La ¹³⁹</p> <p>структура ксенона плюс 6s² 5d¹</p> <p>структура ксенона плюс 6s² плюс → ⁵⁷ La ¹³⁹ ⁵⁸ Ce ¹⁴⁰ ⁵⁹ Pr ¹⁴¹ ⁶⁰ Nd ¹⁴⁴ ⁶¹ Pm ⁶² Sm ¹⁵⁰</p> <p>Ряд актинидов: ⁸⁹ Ac ²²⁷ ⁹⁰ Th ²³² ⁹¹ Pa[†] ²³¹ ⁹² U ²³⁸ ⁹³ Np[†] ²³⁷ ⁹⁴ Pu ²⁴²</p> <p>структура радона плюс 7s² 6d¹ 7s² 6d² 5f² 6d¹ 7s² 5f³ 6d¹ 7s² 5f⁵ 7s² 5f⁶ 7s²</p>								
<p>Атомный номер и вес. Число, указанное в верхнем левом углу каждого квадрата, углу приведен атомный вес A (округляемый до целого числа) наиболее распространен</p> <p>Конфигурация электронных оболочек (см. гл. 1). Электроны подразделяются на типы обозначает оболочку (значение n), на которой находится электрон, а надпись сверху — лочке 24 электрона. На оболочке n = 1 имеются два электрона (l = 0 (1s²); в оболочке n = 3 имеются два электрона с l = 0,5, шесть с l = 1 и четыре с l = 2 (3s²3p⁶3d⁴); на са</p> <p>В первых двух периодах таблицы элементы расположены последовательно с добав s-электрона добавляются сначала к следующей внешней оболочке, а затем заполняются мер, Ca → Se, Sr → Y). В нескольких случаях происходит внутренняя перестройка; электрон (например, ⁴⁰Zr → ⁴¹Nb, ⁴⁵Rh → ⁴⁶Pd, ⁷⁷Ir → ⁷⁸Pt).</p>								
<p>* Электрон добавляется к внешней оболочке до того, как заполнится внутренняя.</p> <p>† Перестройка.</p>								

ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК ЭЛЕМЕНТОВ

Группа								
VIII	IБ	IIБ	IIIБ	IVБ	VБ	VIБ	VIIБ	0
								² He ⁴ 1s ²
		2s ² плюс	⁵ B ¹¹ → 2p ¹	⁶ C ¹² ⁷ 2p ²	⁷ N ¹⁴ 2p ³	⁸ O ¹⁶ 2p ⁴	⁹ F ¹⁹ 2p ⁵	¹⁰ Ne ²⁰ 2p ⁶
Переходные элементы		3s ² плюс	¹³ Al ²⁷ → 3p ¹	¹⁴ Si ²⁸ 3p ²	¹⁵ P ³¹ 3p ³	¹⁶ S ³² 3p ⁴	¹⁷ Cl ³⁵ 3p ⁵	¹⁸ Ar ⁴⁰ 3p ⁶
²⁵ Fe ⁵⁸ ²⁷ Co ⁵⁹ ²⁸ Ni ⁵⁹ ⁺ 3d ⁶ 3d ⁷ 3d ⁸	²⁹ Cu ⁶⁴ ³⁰ Zn ⁶⁵ 4s ¹ 3d ¹⁰ 4s ² 3d ¹⁰							
	(4s ² 3d ¹⁰ плюс →)		4p ¹	4p ²	4p ³	4p ⁴	4p ⁵	4p ⁶
⁴⁴ Ru ¹⁰² ⁴⁵ Rh ¹⁰³ ⁴⁶ Pd ¹⁰⁴ ⁺ 5s ¹ 4d ⁷ 5s ¹ 4d ⁸ 4d ¹⁰	⁴⁷ Ag ¹⁰⁸ ⁴⁸ Cd ¹¹² 5s ¹ 5s ²							
	(4d ¹⁰ плюс →)	(4d ¹⁰ 5s ² плюс →)	5p ¹	5p ²	5p ³	5p ⁴	5p ⁵	5p ⁶
⁷⁶ Os ¹⁹¹ ⁷⁷ Ir ¹⁹³ ⁷⁸ Pt ¹⁹⁵ ⁺ 6s ² 5d ⁶ 6s ² 5d ⁷ 6s ¹ 5d ⁹	⁷⁹ Au ¹⁹⁷ ⁸⁰ Hg ²⁰¹ 6s ¹ 5d ¹⁰ 6s ² 5d ¹⁰							
	(6s ² 5d ¹⁰ 4f ¹⁴ плюс →)		6p ¹	6p ²	6p ³	6p ⁴	6p ⁵	6p ⁶
<div style="border: 2px solid black; padding: 5px; display: inline-block;"> <p>Z Номер элемента A и тип внешних электронов</p> </div>								
⁸³ Eu ¹⁵² ⁸⁴ Gd ¹⁵⁷ ⁸⁵ Tb ¹⁵⁹ ⁸⁶ Dy ¹⁶² ⁸⁷ Ho ¹⁶⁴ ⁸⁸ Er ¹⁶⁷ ⁸⁹ Tm ¹⁶⁹ ⁹⁰ Yb ¹⁷³ ⁹¹ Lu ¹⁷⁵ ⁺ 5d ¹ 4f ⁶ 5d ¹ 4f ⁷ 5d ¹ 4f ⁸ 5d ¹ 4f ⁹ 5d ¹ 4f ¹⁰ 5d ¹ 4f ¹¹ 4f ¹³ 4f ¹⁴ 5d ¹ 4f ¹⁴								
⁹⁵ Am ²⁴³ ⁹⁶ Cm ²⁴⁶ ⁹⁷ Bk ²⁴⁹ ⁹⁸ Cf ²⁴⁹ ⁹⁹ Es ²⁵⁴ ¹⁰⁰ Fm ²⁵² ¹⁰¹ Md ²⁵⁶ ⁺ 5f ⁷ 7s ² 5f ⁶ 6d ¹ 7s ² 5f ⁶ 6d ¹ 7s ² 5f ¹⁰ 7s ² 5f ¹¹ 7s ² 5f ¹² 7s ² 5f ¹³ 7s ²								

указывает атомный номер Z элемента, т. е. число протонов в ядре. В верхнем правом углу изотопа, равный общему числу протонов и нейтронов. Число нейтронов равно A — Z. s, p, d, f, . . . , соответственно значениям l равны 0, 1, 2, 3. Предшествующий номер число электронов определенного типа. Например, хром (Z = 24) имеет на внешней оболочке n = 2 имеются два электрона с l = 0 и шесть электронов с l = 1 (2s² 2p⁶); в оболочке n = 3 имеются два электрона с l = 0 (4s²). Число электронов на внешней оболочке. В третьем и последующих периодах два внутренних оболочки, прежде чем p-электроны добавятся к внешней оболочке (наприм., уже находящийся в атоме, меняет оболочку, когда добавляется следующий элек-

КРИТИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ АТОМОВ

Потенциалы образования метастабильного атома V_m , резонансные потенциалы возбуждения V_r и потенциалы ионизации $V_i I, V_i II$ для удаления 1, 2, ..., электронов * (e)

Номер элемента	Элемент	V_m	V_r	$V_i I$	$V_i II$	$V_i III$	$V_i IV$
1	H	—	10,20	13,60	—	—	—
2	He	19,80	21,21	24,58	54,40	—	—
3	Li	—	1,85	5,39	75,62	122,42	—
4	Be	—	5,28	9,32	18,21	153,85	217,66
5	B	—	4,96	8,30	25,15	37,92	259,30
6	C	1,26	7,48	11,26	24,38	47,86	64,48
7	N	2,38	10,3	14,54	29,60	47,43	77,45
8	O	1,97	9,15	13,61	35,15	54,93	77,39
9	F	—	12,7	17,42	34,98	62,65	87,23
10	Ne	16,62	16,85	21,56	41,07	63,5	97,16
11	Na	—	2,1	5,14	47,28	71,8	98,88
12	Mg	2,71	2,71	7,64	15,03	78,2	109,3
13	Al	—	3,14	5,98	18,82	28,44	119,96
14	Si	0,78	4,93	8,15	16,34	33,46	45,13
15	P	0,91	6,95	10,55	19,65	30,16	51,35
16	S	—	6,52	10,36	23,4	34,8	47,29
17	Cl	—	8,92	13,01	23,80	39,9	53,3
18	Ar	11,55	11,61	15,76	27,6	40,90	59,79
19	K	—	1,61	4,34	31,81	45,9	61,1
20	Ca	1,88	1,89	6,11	11,87	51,21	67,3
21	Sc	1,61	1,98	6,56	12,89	24,75	73,9
22	Ti	0,81	1,97	6,83	13,57	28,14	43,24
23	V	0,26	2,03	6,74	14,2	29,7	48,0
24	Cr	0,94	2,89	6,76	16,49	31	—
25	Mn	2,11	2,28	7,43	15,64	33,69	—
26	Fe	0,85	2,40	7,90	16,18	30,64	—
27	Co	0,43	2,92	7,86	17,05	33,49	—
28	Ni	0,42	3,31	7,63	18,15	36,16	—
29	Cu	1,38	3,78	7,72	20,29	36,83	—
30	Zn	4,00	4,03	9,39	17,96	39,70	—
31	Ga	—	3,07	6,00	20,51	30,70	64,2
32	Ge	0,88	4,65	7,88	15,93	34,21	45,7
33	As	1,31	6,28	9,81	18,7	28,3	50,1
34	Se	—	6,10	9,75	21,5	32,0	42,9
35	Br	7,86	11,84	21,6	35,9	47,3	—
36	Kr	9,91	10,02	14,00	24,56	36,9	52,5
37	Rb	—	1,56	4,18	27,56	40	52,6
38	Sr	1,77	1,80	5,69	11,03	43,6	57,1
39	Y	—	1,31	6,38	12,23	20,5	61,8
40	Zr	0,52	1,83	6,84	12,92	24,8	33,97
41	Nb	—	2,97	6,88	13,90	28,1	38,3
42	Mo	1,34	3,18	7,13	15,72	29,6	46,4
43	Tc	—	—	7,23	14,87	31,9	—

* Более подробные и исчерпывающие сведения о значениях V_i вместе с оценкой возможных ошибок можно найти в работе Finkelberg W., Humbach W. Naturwissenschaften, 42, 35 (1955).

Номер элемента	Элемент	V_m	V_r	$V_i I$	$V_i II$	$V_i III$	$V_i IV$
44	Ru	0,81	3,16	7,36	16,60	30,3	—
45	Rh	0,41	3,36	7,46	15,92	32,8	—
46	Pd	0,81	4,48	8,33	19,42	—	—
47	Ag	—	3,57	7,57	21,48	36,10	—
48	Cd	3,73	3,80	8,99	16,90	44,5	—
49	In	—	3,02	5,79	18,86	28,0	58,0
50	Sn	1,07	4,33	7,33	14,6	30,7	46,4
51	Sb	1,05	5,35	8,64	16,7	24,8	44,1
52	Te	1,31	5,49	9,01	18,8	31	38
53	J	—	—	10,44	19,0	33	—
54	Xe	8,32	8,45	12,13	21,2	32,1	—
55	Cs	—	1,39	3,89	25,1	34,6	—
56	Ba	1,13	1,57	5,81	10,00	37	—
57	La	0,37	1,84	5,61	11,43	19,17	—
58	Ce	—	—	6,91	12,3	19,5	36,7
59	Pr	—	—	5,76	—	—	—
60	Nd	—	—	6,31	—	—	—
61	Pm	—	—	—	—	—	—
62	Sm	—	—	5,6	11,2	—	—
63	Fu	—	—	5,67	11,24	—	—
64	Gd	—	—	6,16	12	—	—
65	Tb	—	—	6,74	—	—	—
66	Dy	—	—	6,82	—	—	—
67	Ho	—	—	—	—	—	—
68	Er	—	—	—	—	—	—
69	Tm	—	—	—	—	—	—
70	Yb	—	—	6,2	12,10	—	—
71	Lu	—	—	6,15	14,7	—	—
72	Hf	—	2,19	5,5	14,9	—	—
73	Ta	—	—	7,7	16,2	—	—
74	W	0,37	2,3	7,98	17,7	—	—
75	Re	—	2,35	7,87	16,6	—	—
76	Os	—	—	8,7	17	—	—
77	Ir	—	—	9,2	17,0	—	—
78	Pt	0,10	3,74	8,96	18,54	—	—
79	Au	1,14	4,63	9,22	20,5	—	—
80	Hg	4,67	4,89	10,43	18,75	34,2	—
81	Tl	—	3,28	6,11	20,42	29,8	50,0
82	Pb	2,66	4,38	7,42	15,03	31,93	39,0
83	Bi	1,42	4,04	7,29	19,3	25,6	45,3
84	Po	—	—	8,2	19,4	27,3	—
85	At	—	—	9,2	20,1	29,3	—
86	Rn	6,77	8,41	10,75	21,4	29,5	—
87	Fr	—	—	3,98	22,5	33,5	—
88	Ra	—	—	5,28	10,14	—	—
89	Ac	—	—	6,89	11,5	—	—
90	Th	—	—	—	11,5	20,0	28,7
91	Pa	—	—	—	—	—	—
92	U	—	—	4	—	—	—

КРИТИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ДЛЯ МОЛЕКУЛ (*e*)

Потенциал диссоциации V_d , резонансный потенциал возбуждения V_r и потенциал ионизации V_i для удаления одного электрона (с образованием ионов типа M_2^+ или AB^+)

Молекула	$V_d \cdot e$	V_r	V_i
H ₂	4,5	11,5	15,6
N ₂	9,8	6,1	15,5
O ₂	5,1	7,9	12,5
O ₃	6,2	—	—
F ₂	—	—	17,8
Cl ₂	2,5	—	13,2
Br ₂	2,0	—	12,8
CO	11,1	6,0	14,1
CO ₂	16,6	10,0	14,4
H ₂ O	9,5	7,6	12,6
NO	6,5	5,4	9,5
NO ₂	—	—	11,0
N ₂ O	—	—	12,9

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

e — заряд электрона $e = 4,80 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ $= 1,60 \cdot 10^{-20}$ ед. СГСМ $= 1,60 \cdot 10^{-19}$ к.

m_0 — масса покоя электрона $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-28}$ г ($8,19 \cdot 10^{-7}$ эрг $= 0,51$ Мэв, из соотношения Эйнштейна, $e = mc^2$).

e/m_0 — удельный заряд $e/m_0 = 5,27 \cdot 10^{17}$ СГСЭ/г $= 1,76 \cdot 10^7$ СГСМ/г $= 1,76 \cdot 10^8$ к/г.

$M_{\text{протон}}$ — масса протона $M_{\text{п}} = 1,672 \cdot 10^{-24}$ г $= 1,00759$ а. е. м. (по физической шкале).

$M_{\text{нейтрон}}$ — масса нейтрона $M_{\text{н}} = 1,675 \cdot 10^{-24}$ г $= 1,00898$ а. е. м.

$M_{\text{протон}}/m_0$ — отношение массы протона к массе электрона $M_{\text{п}}/m_0 = 1837$.

c — скорость света в вакууме $c = 2998 \cdot 10^{10}$ см/сек.

h — постоянная Планка $h = 6,625 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек.

R_{∞} — постоянная Ридберга для ядер с бесконечной массой

$$R_{\infty} = \frac{2\pi m_0 e^4}{h^3 c} = 1,097 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}.$$

a_0 — радиус первой бордовской орбиты $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см.

πa_0^2 — площадь первой бордовской орбиты $\pi a_0^2 = 8,8 \cdot 10^{-17}$ см².

N — число Авогадро $N = 6,025 \cdot 10^{23}$ (г·моль)⁻¹.

L — число Лошмидта $L = 2,69 \cdot 10^{19}$ моль/сек³ при 0° С и 760 мм рт. ст.

R — газовая постоянная $R = Nk = 8,32 \cdot 10^7$ эрг/моль·°С.

k — постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-18}$ эрг/°К.

F — число Фарадея $F = Ne = 2,89 \cdot 10^{14}$ ед. СГСЭ/г·моль $= 9652,2$

СГСМ/г·моль $= 96\ 522$ к/г·моль.

эв — электронвольт: $1 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг.

УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА БОЛЬЦМАНА ¹

Допустим, что плотность газа равна n частиц/см³, из которых dn частиц находится в момент времени t в пределах элемента объема $x, x + dx; y, y + dy; z, z + dz$ и имеет компоненты скорости между $u, u + du; v, v + dv; w, w + dw$ в направлениях x, y, z соответственно. Распределение частиц в этих элементах объема и скорости можно описать функцией f :

$$\frac{dn}{n} = f(x, y, z, u, v, w, t) dx, dy, dz, du, dv, dw \quad (1)$$

[равно $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}$ в векторном обозначении].

Так как положения и скорости каждой группы частиц известны, то можно проследить их движение в течение интервала времени dt и, рассмотрев последующую историю всех групп, получить новый закон распределения для интервала времени $(t + dt)$. Таким образом, распределение полностью определено, если оно известно в некоторый момент времени. Оно должно удовлетворять такому уравнению, чтобы $\frac{d}{dt}(nf)$ зависело только от nf .

В стационарном состоянии f определяется из этого уравнения при условии $\frac{d}{dt}(nf) = 0$. Рассматривая переходное состояние, следуя закону Больцмана, предположим, что частицы испытывают действие сил X, Y, Z на единицу массы в направлениях x, y, z соответственно, так что

$$\frac{du}{dt} = X; \quad \frac{dv}{dt} = Y; \quad \frac{dw}{dt} = Z. \quad (2)$$

За интервал времени dt первоначальная группа частиц, описываемая уравнением (1), перейдет в элемент объема с координатами $x + udt, y + vdt, z + wdt$ с увеличением скоростей до $u + Xdt, v + Ydt, w + Zdt$ (изменение в величинах объема и скорости является эффектом второго порядка). При этом предполагается, что частицы продолжают двигаться по своим первоначальным траекториям, несмотря на соударения.

Из этого следует, что в следующий момент времени

$$\frac{dn}{n} = f(x + u dt, y + v dt, z + w dt, u + X dt, v + Y dt, w + Z dt, (t + dt) dx dy dz du dv dw... \quad (3)$$

В стационарном состоянии это выражение должно совпасть с первоначальным распределением [уравнение (1)].

Если теперь уравнение (3) разложить в ряд Тейлора, оставив лишь члены первого порядка, и приравнять к выражению (1), то получим

$$\frac{\partial}{\partial t}(nf) = - \left[u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} + X \frac{\partial}{\partial u} + Y \frac{\partial}{\partial v} + Z \frac{\partial}{\partial w} \right] (nf). \quad (4)$$

Уравнение (4) описывает, каким образом nf (число частиц в определенном элементе объема и скоростей) изменяется благодаря движению частиц и постоянным силам, действующим на них. Если, кроме того, происходят соударения, то к правой части уравнения (4) следует добавить дополнительный член $\left[\frac{\partial}{\partial t}(nf) \right]$.

¹ См. Jeans J. H. Dynamical Theory of Gases: London, Cambridge University Press, 1925.

столкновений. Вообще вид этого уравнения не известен, и в каждом случае требуются специальные вычисления, зависящие от рода частиц и типа соударений. В стационарном состоянии $\frac{\partial}{\partial t}(nf)$ равно нулю, и уравнение в векторном виде сводится к

$$\left(\mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + F \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) nf = \left[\frac{\partial}{\partial t} (nf) \right]_{\text{столк}}, \quad (5)$$

где F — вектор силы на единицу массы. Очень часто плотность частиц постоянна и в уравнении сокращается.

ПРИЛОЖЕНИЕ 6

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

Рассеяние

- Gilardini A. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957 (review of microwave methods).
 Gilardini A. and Brown S. C. Phys. Rev., **105**, 25, 31 (1957).
 Boyd R. L. F. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
 Hasted J. B. Ibid.
 Kelly D. C. and Margenau H. Ibid. (microwave methods).
 Cramer W. H. J. Chem. Phys., **28**, 688 (1958) (slow ions in rare gases).
 McDowell M. R. C. Proc. Phys. Soc. Lond., **72**, 1087 (1958) (slow ions in parent gases, calculated).
 Bederson B., Alamud H. and Hammer J. M. U. S. Atom. En. Comm. Rep. No. NP 6572 (1957) with many references to theoretical cross sections for elastic scattering).
 Brackmann R. T., Fre W. L. and Neynaber R. N. Phys. Rev., **112**, 1157 (1958) (electrons in H).
 Mittleman M. H. and Watson K. M. Ibid., **113**, 198 (1959) (theoretical).

Возбуждение и ионизация

- Fox R. E., Hickam W. M. and Kjeldaaas T. Phys. Rev., **89**, 555 (1953).
 Fox R. E., Hickam W. M., Kjeldaaas T. and Grove D. J. Rev. Scient. Instrum., **26**, 1101 (1955).
 Clarke E. M. Canad. J. Phys., **32**, 764 (1954).
 Frost D. C. and McDowell C. A. Proc. Roy. Soc., **A232**, 227 (1955).
 Chaudhri R. M., Aslam C. M. and Hasan S. V. Nature, Lond., **173**, 1186 (1954).
 Hutchinson D. A. J. Chem. Phys., **24**, 628 (1956).
 Kuiper J. and van Zoonen D. Appl. Scient. Res. Hague, **B4**, 235 (1954).
 Jesse W. P. and Sadauski J. Phys. Rev., **97**, 1668 (1955); **100**, 1759 (1955); **102**, 389 (1956).
 Moyal J. E. Nucl. Phys., **1**, 180 (1956).
 Grover R. W., Bragg J. K. and Devins J. C. J. Appl. Phys., **26**, 1121 (1955).
 Finkelburg W. and Humbach W. Naturewissenschaften, **42**, 35 (1955) (table of critical energies).
 Curran S. C. and Valentine J. M. Repts Progr. Phys., **21**, 1 (1958) (review — energy per ion pair).
 Bates D. R. and Griffin G. W. Proc. Phys. Soc. Lond., **A68**, 90, 173 (1955).

- Bates D. R. and Massey H. S. W. Philos. Mag., **45**, 111 (1954) (theoretical).
 Varney R. N. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957 (ionization by ions).
 Craggs J. D. and McDowell C. A. Repts Progr. Phys., **18**, 374 (1955) (review — complex molecules).
 Fite W. L. and Brackmann R. T. Phys. Rev., **112**, 1141, 1151 (1958); **113**, 815 (1959) (ionization excitation of H and O by electrons).
 Seaton M. J. Ibid., **113**, 814 (1959) (theory of measurements quoted above).
 Lowry R. A. and Miller G. H. Ibid., **109**, 826 (1958) (ionization by H^+ in N_2 , A).
 Jones P. R., Ziemba F. P., Moses H. A. and Everhart E. Ibid., **113**, 182 (1959) (multiple ionization in atomic collisions).
 Jones E. and Llewellyn Jones F. Proc. Phys. Soc. Lond., **72**, 363 (1958) (Townsend's α at low pressure).
 Auer P. L. Phys. Rev., **111**, 671 (1958) (transient Townsend discharge).
 Moe D. E. and Persch O. H. Ibid., **110**, 1358 (1958) (energies of electrons ejected from atoms ionized by ions).
 Федоренко Н. В. «Усп. физ. наук», **IXVIII**, вып. 3, 483 (1959).
 Апросимов В. В., Ильин Р. Н., Федоренко Н. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **28**, 2266 (1958).
 Федоренко Н. В. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **36**, 385 (1959).

Перезарядка

- Stedeford J. B. and Hasted J. B. Proc. Roy. Soc., **A227**, 446 (1955).
 Bates D. R. Proc. Phys. Soc. Lond., **A68**, 344 (1955).
 Potter R. F. J. Chem. Phys., **33**, 2462 (1955).
 Stier P. M. and Barnett C. F. Phys. Rev., **103**, 896 (1956).
 Sluyters J. M. and Kistemaker J. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
 Barnett C. F. and Reynolds H. K. Phys. Rev., **109**, 355 (1958) (in H_2 at high energies).
 Boyd T. J. M. and Dalgarno A. Proc. Phys. Soc. Lond., **72**, 694 (1958) (theoretical cross sections for H^+ in H, and H^*).
 Yeung T. H. Y. J. Electron Cont., **5**, 313 (I^- in I_2) (1958).
 Fite W. L., Blackmann R. T. and Snow W. R. Phys. Rev., **112**, 1161 (H^+ in H) (1958).

Фотоионизация, поглощение фотонов и фотоэлектрический эффект

- Weissler G. L. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
 Walker W. C. and Weissler G. L. J. Chem. Phys., **23**, 1962 (1955).
 Maunsell C. D. Phys. Rev., **98**, 1831 (1955).
 Wainfan N., Walker W. C. and Weissler G. L. Ibid., **99**, 542 (1955).

Эмиссия электронов с поверхности

- Barrington R. E. and Anderson J. M. Proc. Phys. Soc. Lond., **72**, 717 (1958); see also Anderson J. M. Nature, Lond., **183**, 241 (1959) (theory of secondary electron emission).
 Streitwolf H. W. and Brauer W. Z. Naturforsch., **13a**, 700 (1958) (time constant for secondary emission).
 Rashkovsky S. F. Radiotek. i. Electron., **3**, 371 (1958) (δ on surfaces of controlled roughness).
 Oertel G. Ann. Phys., **1**, 305 (δ on Se) (1958).
 Berry H. W. J. Appl. Phys., **29**, 1219 (fast He atoms on W) (1959).

- Waters P. M. Phys. Rev., **111**, 1053 (Cs⁺ and Li⁺ on W) (1958).
 Davies D. K., Dutton J. and Lewellyn J. F. Proc. Phys. Soc. Lond.,
72, 1061 (γ in high-pressure H₂ discharges) (1958).
 De Bitetto D. J. and Fisher L. H. Phys. Rev., **111**, 390 (large γ in high-
 pressure O₂ discharges) (1958).
 Young R. D. and Muller E. W. Ibid., **113**, 110, 115 (field emission: energy
 of electrons at different temperatures) (1959).
 Рожковский С. Ф. «Радиотехника и электроника», **3**, 371 (1958).

Прилипание, отрыв (распад) и диссоциация

- Дукельский В. М., Федоренко Н. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.»,
29, 473 (1955).
 Фогель Я. М., Крупник Л. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **29**, 209 (1955);
30, 450 (1956).
 Groth W. E. and Oldenberg O. J. Chem. Phys., **23**, 729 (1955).
 Smith S. J. and Branscombe L. M. J. Res. Nat. Bur. Standards, **55**, 165
 (1955); Phys. Rev., **98**, 1028 (1955).
 Sida D. W. Proc. Phys. Soc. Lond., **A68**, 240 (1955).
 Hasted J. B. Appl. Scient Res. Hague, **B5**, 63 (1955).
 Bates D. R. and Moiseiwitsch B. L. Proc. Phys. Soc. Lond., **A68**, 540
 (1955).
 Hasted J. B. and Smith R. A. Proc. Roy. Soc., **A235**, 349, 354
 (1956).
 Berg D. and Dakin T. W. J. Chem. Phys., **25**, 179 (1956).
 Куприянов С. Е. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **30**, 569 (1956).
 Gray E. P., Hart R. W. and Guier W. H. Proceedings of the Third Interna-
 tional Conference on Ionization Phenomena in Gases, Venice, 1957.
 Branscomb L. M. Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 9; New
 York; Academic Press, 1957 (review of negative ions).
 Johnson H. R. and Rohrlsch F. Nature, Lond., **183**, 244 (1959) (atomic
 electron affinities).
 Holien E. Ibid., **183**, 173 (1959) (atomic electron affinities).
 Klein M. M. and Bruesckner M. A. Phys. Rev., **111**, 1115 (1958) (formation
 of O⁻ and N⁻).
 Бучельникова Н. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 1119 (1958).
 Tozer V. A., Thorburn R. and Craggs J. D. Proc. Phys. Soc. Lond.,
72, 1081 (1958) (attachment in O₂ and air); see also Proc. Roy. Soc., **240**, 473
 (1957) (attachment in H).
 Schulz G. J. Phys. Rev., **113**, 816 (1959) (formation of H⁻).
 Фогель Я. М., Митин П. В., Козлов В. Ф. «Ж. эксперим. и теор.
 физ.», **28**, 1526 (1958).
 Chanin L. M., Phelps A. V. and Biondi M. A. Phys. Rev. Letters, **2**,
 344 (1959) (attachment of slow electrons in O₂).
 Biondi M. A. and Fox R. E. Phys. Rev., **109**, 2005 (1958) (several papers on
 dissociative attachment in I₂).
 Burch D. S., Smith S. J. and Branscomb L. M. Ibid., **112**, 171 (1958);
 also with Geltman S. Ibid., **111**, 504 (1958); see also Geltman S. Ibid.,
112, 176 (1958) (detachment of electrons).
 Smith S. J. and Burch D. S. Phys. Rev. Letters, **2**, 165 (1959) (photodetach-
 ment of H⁻).

Дрейф, диффузия

- Madan M. P., Gordon E. I., Buchsbaum S. J. and Brown S. C.
 Phys. Rev., **106**, 839 (1957).
 McAfee K. B. J. Chem. Phys., **23**, 1435 (1955).
 Кочет Р. «Докл. АН СССР», **240**, 2387 (1955).
 Hall V. I. H. Aust. J. Phys., **8**, 468, 551 (1955).

- Huxley L. G. H. and Crompton R. W. Proc. Phys. Soc. Lond., **B68**, 381 (1955).
 Varney R. N. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
 Балог И. И., Джерпетов Е. А. «Ж. теор. физ.», **28**, 1263 (1958).
 Sodha M. S. Phys. Rev., **113**, 1163 (1959) (electron drift in atomic H; theoretical).
 Голант В. Е., Жилинский А. П. «Ж. теор. физ.», **30**, 745 (1960).
 Голант В. Е. «Усп. физ. наук», LXXIX, вып. 3, 745 (1960).

Рекомбинация

- Sayers J. J. Atmos. and Terr. Phys., Suppl., 212 (1956).
 Bayet M. and Quemada D. J. Phys. et Radium, **16**, 334 (1955).
 Herman L., Akriche J. and Herman R. Proceedings of the Third International Conference on Ionization Phenomena in Gases. Venice, 1957.
 Schulz Du Bois E. Z. angew. Phys., **8**, 267 (1956).
 Muller A. Z. Phys., **145**, 469 (1956).
 McCoubrey A. O. and Matland C. G. Phys. Rev., **101**, 603 (1956).
 Faire A. C., Fundingsland O. T., Aden A. L. and Champion K. S. W., J. Appl. Phys., **29**, 928 (1958) (electron — N_2^+ , low p); see also Faire A. C. and Champion K. S. W. Phys. Rev., **113**, 1 (1959) (recombination and ambipolar diffusion).
 Bialecke E. P. and Dougal A. A. J. Geophys. Res., **63**, 539 (1958) [electron — N_2^+ as $f(p)$ and $f(temp)$].
 Yeung T. H. Y. J. Electron. Cont., **5**, 307 (1958) ($Cs^+ + J_2^-$).
 Fowler R. G. and Atkinson W. R. Phys. Rev., **113**, 1268 (1959) (electron — H^+).

Ионизация и возбуждение ударной волной

- Fowler R. G., Goldstein J. S. and Clotfelter B. E. Phys. Rev., **82**, 879 (1951).
 Fowler P. G., Atkinson W. R. and Marks L. W. Ibid, **87**, 966 (1952).
 Bond J. Ibid, **105**, 1683 (1957).

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Автоионизация 30
Автоэлектронная эмиссия 39, 79
Адиабатический инвариант 249
Амбиполярная диффузия 62, 118, 171
Амплитуда
— движения электронов 102, 117, 147, 151
— колебаний плазмы 273
Аномальное излучение 31
Атмосферные приливы 181
Атомные
— веса 7
— столкновения 35
— числа 7
— энергетические уровни 8
Бальмера серия 9
Больцмана распределение 210
Бора теория атома 9
Де Бройля волна 11
Верхние слои атмосферы 180
Вина закон смещения 173
Взаимодействие между радиоволнами 192
Возбуждение 15, 28
— коэффициент 51
— уровни 54
— функция 28
Волна
— взаимодействия 193
— распространения 170, 183
Время нарастания тока 57, 116
— запаздывания 116, 136
— удержания плазмы 242
Вторичные эффекты 55
— электронная эмиссия 40, 102, 150
Высокочастотный разряд 87
— в малом зазоре 150
— в смеси газов 127
— в скрещенных электрических полях 137
— коэффициент ионизации 122
— законы подобия 81, 86
— переходная область 150
— при высоком давлении 117
— при низком давлении 113
— потенциал погасания 138
Газовый разряд
— безэлектродный 100, 102
— в магнитном поле 112
— переменный 87
Граничная
— частота; длина волны 107, 110, 151, 153
— фаза 107, 110
— D-слой 193
— D—D, D—T реакции 233
Дебая
— длина 62, 260, 279
— слой экранирования 260, 277
Детектор частиц 166
Джоулев нагрев 244, 248
Динамо теория 180
Дисперсия
— волны плазмы 266, 269, 270
— колебаний в пучках 276
— радиоволн 186
Диссоциация
— в верхних слоях атмосферы 198
— в высокочастотном разряде 145
Дифракция в ионосфере 195
Диффузия 60, 75, 170
— амбиполярная 62, 118, 171, 209
— в магнитном поле 131, 238
— измерения микроволновым методом 170

- магнитного поля 230, 241
- Диффузионная длина в магнитном поле 119, 125
- Диффузионное охлаждение 170
- Диэлектрическая постоянная 183
- Дрейф 58, 75
- Е-слой 189
- Запрещенные
 - переходы 14, 182, 203
 - процессы (в подобных разрядах) 71, 78
- Затухание
 - колебаний плазмы 264, 269
- Захваченные электроны 265
- «Зета» 247
- Зоммерфельда теория 9
- Зондовые измерения 142, 146
- Излучение тормозное 237, 242
- Измерения с помощью спутника 182
- Измерения на ракете 182, 192
- Изотропное распределение скоростей 269
- Импульсы в ВЧ-разряде 156, 162
- Импульсный пробой (ВЧ-поля) 137
- Индуктивность разряда 220
- Ион 162
 - волны 259, 280
 - источник 162
 - колебания в пучках 275
 - отражение от поверхности
 - отрицательный 38, 200
- Ионизация, 15
 - возбужденных атомов 33
 - высокой частотой 122
 - ионами и атомами 35
 - коэффициент 48
 - потенциал 16
 - размножение 32
 - ступенчатая 72
 - термическая 53, 77
 - ударной волной 54
 - фотонами 37, 56, 74, 200
 - частота 118
 - эффективность 21, 31
 - эффективное сечение 21
- Ионизированные слои 192
 - образование 195
- Ионосфера 182
 - возмущение 194
 - слои 195
- Квантовые числа 8
- Кеннелли — Хевисайда слой 180, 189
- Колебания
 - в пучках 275
 - газоразрядного шнура 217
 - ионов 259
 - плазмы 255
 - электронов 257
- Коллективные взаимодействия 263
- Комплексная проводимость 93, 184
- Коэффициент отражения ионизованных областей 184
- Критическая температура термоядерных реакций 242
- Крускала предел 229
- Кулоновский барьер 231
- Кунсмана источник 39
- Лаймана излучение 200
- Ландау затухание 266
- Ланжевена формула подвижности 98
- Лармора радиус 236, 250
- Ларморовская частота 93, 131, 186
- Ленгмюра — Тонкса теория колебаний 256
- Лоренца фактор трения 90
- Люксембургский эффект 193
- Магнитная
 - зонд 218
 - ловушка 246
 - накачка 245
 - пробка 249
 - поле Земли 180
 - поле пробоя 112
 - магнитный эффект при ВЧ-поле пробоя 145
 - момент иона 249
 - эффект в кольцевом разряде 145
- Магнитная гидродинамика 217, 272
- Магнитогидродинамические волны 278
- Магнитно-ионная теория 187
- Максвелла
 - уравнения 224, 258
 - уравнения переноса 270
- Максвелловское распределение 47, 234
- Маркони эксперимент 180

- Метастабильные атомы 16, 36, 53, 128, 141, 150
 Метеоры 180
 Метод группового запаздывания 189
 Микроволны
 — измерение диффузии и пр. 170
 — изучение распадающейся плазмы 167
 — отражение 168
 — передача 168
 — поля пробоя 118
 — разряд 100, 122, 164
 Микроволновая проводимость 98, 167
 Многократное
 — возбуждение 30
 — ионизация 33
 Модуляция радиоволн 193
 Мультиплетность 14
 Наложённые поля в ВЧ-разряде 112
 Нарастающие волны 269
 Нейтрон 7
 — эмиссия 220
 Нелинейная теория (колебаний плазмы) 273
 Необыкновенный луч 187
 Нестабильности
 — типа «изгиба» 227
 — типа «перетяжки» 227
 Низкочастотный разряд 87
 — в магнитном поле 112
 — основные процессы 163
 — применение 165
 Ночное небо 202
 — спектр 202
 Обменная неустойчивость 229
 Обыкновенный луч 187
 Объёмный заряд (в ВЧ-разряде) 142
 Орыв 74
 Параболическое распределение плотности 197
 Паули принцип исключения 14
 Пашена кривая 98, 120
 Пеннинга эффект 36, 53, 56, 128, 160
 Плазма 63
 Плазмод 246
 Планка постоянная 8
 Перезарядка 35, 75, 201, 204, 241
 Переходные области 150, 151
 Переходы
 — запрещённые 16, 182, 203
 — спектральные 11
 Поверхностные процессы 39
 Погасание разряда 139
 Поглощение
 — коэффициент 20
 — полосы в атмосфере 181
 — радиоволн 192
 Подвижность
 — в магнитных полях 133
 — ионов 60, 152
 — электронов 58, 150, 171
 Подобие
 — в ВЧ-разряде 81, 85, 121, 127
 — в стабилизированном пинче 82
 — законы 65
 — параметры 82, 121
 — температур 80
 Подобный разряд 66
 Поле замороженное 230
 Полностью ионизованный газ 232
 Положительный столб 140
 Поляризация
 — атома 19, 58
 — радиоволн 187
 Поперечные волны 278
 Послесвечение 172
 Потенциал
 — горения 138
 — погасания 138
 Потери в ВЧ-разряде 111
 Правило отбора 11
 Преломление
 — коэффициент ионизованного газа 184
 Преобразование поворота 249
 Прилипание 38, 53, 74, 127, 171
 Пробой
 — в скрещённых ВЧ-полях 138
 — в электроотрицательных газах 127
 — в ВЧ-полях 104
 — при высоком давлении 121
 Пробой высокочастотный
 — в смеси газов 128
 Проводимость в газе 16
 Проводящий слой 180
 Проводимость

- ионизованного газа 240
- комплексная в переменном электрическом поле 93, 167, 184
- Продольные колебания и волны 257, 280, 282, 285
- Протон 7
- Пучок
 - в верхних слоях атмосферы 204
 - в полностью ионизованной плазме 242, 275
 - колебания 275
 - образование сгустков 275
 - смешивание 246
- Работа выхода 39
- Радио
 - затухание 183, 192
 - зондирование 188
 - отражение 182
 - поглощение волн 192
- Радиус ларморовский 279
- Радиационный пояс 204
- Разряд
 - безэлектродный 100—102
 - высокочастотный 87
 - кольцевой 100, 144
 - низкочастотный 87
 - подобный 66
 - сильноточный 208
- Разрешенные процессы (в подобных разрядах) 71, 78
- Рамзауэра эффект 25
- Распространение звука 181
- Распределение длин свободного пробега 19
- Распыление 46
- Рассеяние
 - ионов 28
 - радиоволн 194
- Реакции деления 232
 - синтеза 232
- Резонанс
 - в магнитном поле 132
 - диффузия 129, 154
 - излучение 16, 73
 - уровни 16
- Резонатор 166
- Рекомбинация 57, 76, 170
 - с диссоциацией 201
 - эффективный коэффициент 197
- Рентгеновские лучи
 - поглощение 201
 - спектр 15
- Ритберга постоянная 8
- Релятивистская поправка 10
- Самосжатый разряд 209, 221
 - стабилизированный 227
- Самостоятельный разряд 56
- Сила трения 90
- Сияние (северное и другие) 203
- Скин-эффект 218, 224
- Скорость дрейфа 58
- Слой наэлектризованный 180
- Спорадический E-слой 191
- Спектр 8
 - Спектроскопические
 - источник 145
 - обозначение 13
 - спектр Солнца 182
 - Спин электрона 11
- Средняя энергия электронов в переменном поле 98
- Средняя потеря энергии при соударении 22, 173, 194
- Средний свободный пробег 18
- Статистические процессы 46
- Стенки
 - заряд 157, 163
 - эффект в высокочастотном пробое 128
- Страты 101
- Стеллатор 248
- Столкновения
 - второго рода 36, 72
 - неупругие 28, 35
 - упругие 22
- Таунсенда
 - второй коэффициент γ 56
 - ионизационный коэффициент α 49, 122
- Термоядерные реакции 231
- Термоэлектронная эмиссия 39
- Термические
 - возбуждение 54
 - ионизация 53, 77
- Тепловое движение электронов и ионов 258

- Ток импульсный
— в ВЧ-разряде 156, 163
— скорость нарастания 159
Тороидальный разряд 217
Убегающие электроны 27, 242, 276
Угловое
— распределение после соударений 24, 30, 34
Угловой момент 10, 11, 28
Ударная волна 54, 218, 223, 244
Ультрафиолетовое излучение от Солнца, 181, 198
Упругие соударения 22
Уравнения переноса 261
Ускорение пучков 246
Факельный разряд 166
Фотодиссоциация 198
Фотовозбуждение 37
Фотоионизация 37, 56, 74, 199
Фотоэлектрический эффект 42, 78, 154
Химические свойства 7
— реакции 76, 144
Шотки теория 210
Шредингера уравнение 12
Шумы температуры 173
Циклотронная частота 279
Частота
— граничная 107, 110
— ионизации 118
— критическая 183, 257
— метод изменения 191
— прилипания 127
— сдвиг частот резонатора 168
— соударений 21
Чепмена слой 195
Эквивалентные высоты слоев 189
Экклса — Лармора теория 183
Экспериментальные устройства (термоядерные) 244
Электрон 7
— дрейф 58
— колебания в пучке 275
— лавина 160
— плотность 192
— прилипании 38
Эмиссия
— в переменном электрическом поле 97
— вторичных электронов 40, 103, 150
— давление 208
— движение в переменном поле 88
— колебания 257
— микроволновые измерения 173
— орбиты 10
— подвижность 58
— при бомбардировке ионами, атомами 43
— распределение 46, 150
— спин 11
— температура 47
— энергия средняя в переменном электрическом поле 98
Электростатические неустойчивости 270
Эмиссия
— автоэлектронная 39
— термоэлектронная 39
Энергетический принцип 229
Энергия, распределение
— Дрюйвестейна 47
— максвелловское 47
— передаваемая электрону 93, 120
— после столкновения 30
— потери при соударении 22, 173, 194
— уровней атома 8
— электронов 46, 150
Эпплтона — Хартри формула 187
Эффективное сечение
— возбуждения 16, 28
— ионизации 31
— передачи импульса 26
— упругого соударения 24
— ядерных взаимодействий 21, 234
Ядро
— радиус 7
— реакции 233
— эффективное сечение 234

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к русскому изданию	3
Из предисловия автора	5
<i>Глава 1.</i> Введение	7
<i>Глава 2.</i> Элементарные процессы	18
<i>Глава 3.</i> Законы подобия	65
<i>Глава 4.</i> Низкочастотные и высокочастотные разряды	87
<i>Глава 5.</i> Ионизация и возбуждение в верхних слоях атмосферы	180
<i>Глава 6.</i> Сильноточные разряды и термоядерные процессы	208
<i>Глава 7.</i> Колебания и волны в плазме	255
Приложения	288
Предметный указатель	298

Г. Френсис

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ГАЗАХ

Тематический план 1964 г. № 16

Редактор *В. К. Мелешко*

Переплет художника *М. К. Шевцова*

Техн. редактор *Н. А. Власова*

Корректор *Л. И. Череватенко*

Сдано в набор 5.III.1964 г. Подписано в
печать 9.V.1964 г. Бумага 60 × 90/16 Физ.
печ. л. 19,0. Уч.-изд. л. 19,81. Зак. изд. 1061
Тир. 3200 экз. Зак. тип. 1785. Цена 1 р. 54 к.
Атомиздат, Москва, Центр, ул. Кирова, 18

Ленинградская типография № 6 Главпо-
лиграфпрома Государственного комитета
Совета Министров СССР по печати.
Ленинград, ул. Мойсеенко, 10